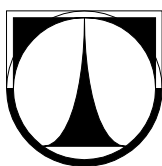


TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií



DISERTAČNÍ PRÁCE

Liberec 2011

Darina Jašíková

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Studijní program: P2612 Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: Přírodovědné inženýrství

Experimentální studium elektrostatického rozprašování a zvlákňování

Feasibility study of electrostatic spraying and spinning

Disertační práce

Autor: Ing. Darina Jašíková

Vedoucí práce: Prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.

V Liberci 19. 12. 2011

OBSAH

1.	Úvod.....	10
1.1.	<i>Motivace výzkumu.....</i>	<i>10</i>
1.2.	<i>Cíle disertační práce</i>	<i>11</i>
2.	Základy elektrostatických procesů.....	13
2.1.	<i>Princip elektrostatických procesů.....</i>	<i>14</i>
2.2.	<i>Klasifikace elektrostatických procesů.....</i>	<i>17</i>
2.3.	<i>Vlastnosti pracovních kapalin.....</i>	<i>19</i>
2.4.	<i>Základní parametry elektrostatických procesů.....</i>	<i>22</i>
3.	Přehled současných měřicích metod pro studium elektrostatických procesů	28
3.1.	<i>Metody rychlé fotografie a stereografie.....</i>	<i>29</i>
3.2.	<i>Stínová metoda.....</i>	<i>34</i>
3.3.	<i>Metoda interferenčních barvy.....</i>	<i>35</i>
3.4.	<i>Difrakční metody.....</i>	<i>38</i>
3.5.	<i>Laserová Dopplerovská anemometrie.....</i>	<i>39</i>
4.	Přehled měřicích metod využitých při experimentech.....	42
4.1.	<i>Principy systému PIV – Particle Image Velocimetry.....</i>	<i>43</i>
4.2.	<i>IPI - Interferometric Particle Imaging.....</i>	<i>47</i>
4.1.	<i>Stínová metoda.....</i>	<i>53</i>
4.2.	<i>Šlířová metoda.....</i>	<i>54</i>
4.3.	<i>Interferometrické vizualizace.....</i>	<i>56</i>
5.	Návrh experimentální sestavy pro studium stabilního elektrostatického procesu	58
5.1.	<i>Simulace elektrostatického pole v okolí elektrod v navrženém měřicím prostoru.....</i>	<i>63</i>
5.2.	<i>Rozbor sil působících na částici v elektrickém poli.....</i>	<i>65</i>
5.3.	<i>Kritické napětí při konfiguracích elektrod.....</i>	<i>77</i>

5.4.	<i>Nastavení vhodného dávkování pracovní kapaliny.....</i>	<i>81</i>
6.	Experimentální studium a vizualizace elektrostatického rozprašování a zvlákňování.....	94
6.1.	<i>Štěpení výtrysku a vznik částic.....</i>	<i>94</i>
6.2.	<i>Sledování pohybu částic v elektrostatickém poli.....</i>	<i>99</i>
6.3.	<i>Vizualizace elektrostatického rozprašování.....</i>	<i>100</i>
6.4.	<i>Vizualizace elektrostatického zvlákňování.....</i>	<i>101</i>
7.	Sekundární proudění při elektrostatických procesech.....	105
7.1.	<i>Korónový výboj.....</i>	<i>108</i>
7.2.	<i>Vliv korónového výboje na pohyb částic vzduchu.....</i>	<i>110</i>
7.3.	<i>Kvantitativní vizualizace sekundárního proudění metodou PIV...</i>	<i>111</i>
7.4.	<i>Využitelnost šlírové a interferometrické metody pro vizualizaci sekundárního proudění.....</i>	<i>116</i>
7.5.	<i>Odhad rychlosti sekundárního proudění.....</i>	<i>119</i>
8.	Vzájemný vliv sekundárního proudění a elektrostatických procesů...	122
8.1.	<i>Vliv intenzity elektrického pole na chování polárních kapalin...</i>	<i>125</i>
8.2.	<i>Vliv intenzity elektrického pole na chování částic nepochárného kapalin</i>	<i>129</i>
8.3.	<i>Odhad a porovnání sil působících na částice polárních a nepolárních látek při elektrostatických procesech</i>	<i>130</i>
8.4.	<i>Vlivu sekundárního proudění na částice polární kapaliny...</i>	<i>133</i>
8.5.	<i>Vlivu sekundárního proudění na částice nepolární kapaliny...</i>	<i>139</i>
9.	Závěr.....	143
	Použitá literatura.....	145
	Vlastní publikace.....	150
	Přílohy.....	153

SEZNAM ZNAČEK

a	hustota vzduchu [kg/m^3]
b	gradient kritického průrazného napětí [V]
c	rychlost světla [m/s]
C_g	koncentrace kapaliny v plynu [1]
C_s	koncentrace látky na povrchu kapky [1]
d	tloušťka vrstvy [m]
d_{dr}	poloměr kapky [m]
d_a	průměr apertury [m]
D_g	koeficient difúze [1]
d_p	průměr částice [m]
d_t	průměr výtrysku [m]
E	lokální intenzita elektrického pole [V/m]
E_{kap}	intenzita elektrického pole v okolí kapiláry [V/m]
f	ohnisková vzdálenost [m]
F_{st}	Stokesova síla [N]
F_g	gravitační síla [N]
F_e	elektrická síla [N]
F_c	Coulombovská síla [N]
g	gravitační zrychlení [kg/m.s^2]
h	Planckova konstanta [J.s]
H	vzdálenost mezi elektrodami [cm]
I	proud procházející kapilárou [A]
j_{sat}	saturační proud [A]
k	Bolzmannova konstanta [J/K]
K	elektrická vodivost [S]
l	vzdálenost dvou nábojů [m]
L	geometrický rozměr, délka kapiláry [cm]
l_d	délka částice [m]
l_t	délka stabilní části výtrysku [m]

m	relativní index odrazu [1]
m_g, m_i	hmotnost molekul a iontů vzduchu [kg]
M_k	molární hmotnost kapaliny [mol]
N_A	Avogadrova konstanta [mol ⁻¹]
N_c	rychlost vypařování [kg/sec]
N_{fr}	počet interferenčních proužků [1]
p	elektrická polarizovatelnosti [C.m ² /V]
p_{atm}	atmosférický tlak [Pa]
p_{sat}	saturační tlak [Pa]
q	elementární náboj [C]
Q	celkový náboj na částici [C]
Q_f	průtok kapaliny výtryskem [kg/sec]
Q_k	průtok kapaliny kapilárou [kg/sec]
r	poloměr kapky při kapiláře [m]
R	poloměr kapiláry [cm]
Ra	koeficient drsnosti povrchu [1]
r_{dr}	poloměr částice [m]
r_f	poloměr výtrysku [m]
S_{el}	plocha povrchu elektrod [m ²]
S	povrch kapky [m ²]
T_g	teplota plynu [K]
v	rychlost obtékání [m/s]
v_d	rychlost pohybu iontu [m/s]
v_{dr}	rychlost pohybu kapky [m/s]
V	přiváděné napětí [V]
V_c	kritické napětí [V]
W	ionizační energie [J]
We	Weberovo číslo [1]
z	vzdálenost světelné roviny a čočky kamery [m]

α	úhel dopadu světla [°]
χ	faktor polarizace [1]
ε	permitivita pracovní kapaliny [F/m]
ε_0	permitivita vakua [F/m]
ϕ	úhel pohledu [°]
γ	povrchové napětí [N/m]
η	viskozita prostředí [N.s/m ²]
κ	geometrický koeficient [1]
λ	vlnová délka světla [m]
μ	viskozita vzduchu [N.s/m ²]
ρ	hustota kapaliny [kg/m ³]

MOTIVACE

Technická univerzita v Liberci patří mezi světově významná výzkumná pracoviště v oblasti elektrostatických procesů, zejména pak elektrostatického zvlákňování.

Současně disponuje moderním pracovištěm pro výzkum dvoufázových proudění. Elektrostatické procesy ve své základní podstatě jsou nestandardním dvoufázovým prouděním. Jedinečnou spoluprací Fakulty textilní a Laboratoře laserové anemometrie vznikl projekt na výzkum elektrostatických procesů.

Tento projekt si kladl za úkol experimentální studium elektrostatických procesů prostřednictvím optických metod. Nové poznatky by měly přispět k úspěšnému vyřešení otázek vlivu uspořádání elektrod, fyzikálních a chemických vlastností pracovní kapaliny.

ABSTRAKT

Tato disertační práce je zaměřena na experimentální studium a vizualizace elektrostatických procesů, tj. elektrostatického rozprašování a zvlákňování. Za tímto účelem jsou v práci navrženy a realizovány postupy, techniky i vlastní experimentální zařízení pro studium těchto elektrostatických procesů. Úkolem prováděných experimentů je ověření navržených metod a získání výsledků, které mohou napomoci k objasnění fyzikálních principů elektrostatického rozprašování a zvlákňování.

Důležitou součástí disertační práce je i studium vlivu sekundárního proudění na elektrostatické procesy, které může najít uplatnění při realizaci technologií a průmyslových zařízení.

Klíčová slova

Elektrostatický proces, elektrostatické rozprašování, elektrostatická atomizace, interferometric particle sizing , optické metody měření, particle image velocimetry, sekundární proudění

ANNOTATION

The aim of this dissertation thesis is an experimental study and visualization of electrostatic processes, i.e. electrostatic spraying and spinning. There are purposed and realized procedures, techniques and experimental setup for the study of electrostatic processes. In the research project were focused experiments that should verify the suggested methods and obtain results that could help clarify the physical principles of electrostatic spraying and spinning.

The important part of the dissertation thesis is the study of secondary flow influence on the electrostatic processes. This study could find place in a technological realization of industrial facilities.

Keyword

Electrostatic processes, electrostatic spray, electrostatic spinning, interferometric particle sizing optical measurement methods, particle image velocimetry, secondary flow

PROHLÁŠENÍ

Byla jsem seznámena s tím, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé disertační práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li disertační práci nebo poskytnuli licenci k jejímu využití, jsem si vědoma povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Disertační práci jsem vypracovala samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím disertační práce.

Datum 19.12.2011

Podpis

PODĚKOVÁNÍ

„Tímto bych ráda poděkovala vedoucí mé disertační práce Prof. Ing. Václavu Kopeckému, CSc. za odborné vedení a Doc. Ing. Miroslavu Svobodovi, CSc. za poskytnuté informace, rady a čas strávený při konzultacích.“

1. ÚVOD

Trendová linie výzkumu se v posledních pěti desetiletích odvíjela ve směru zmenšování zařízení a struktur. Směr zvaný mikrotechnologie v současnosti přestal být atraktivní a ve snaze po zmenšování byl vystřídán novým oborem - nanotechnologií.

Znovuobjevení elektrostatických procesů se ukázalo jako možný posun k produkci mikro a nanostruktur, které otevřely dveře novým průmyslovým aplikacím. Již první výzkum ukázal, že touto metodou je možné cíleně získávat struktury požadovaných vlastností ve velmi krátkém čase a v masivním měřítku. Tyto struktury mohou být tvořeny jak vlákny, tak kapičkami. Vlastnosti těchto struktur se zdály být dokonalé - velmi malé rozměry stavebních kamenů protikladem obrovskému plošnému povrchu struktury. Jemná vlákna o vysokých pevnostech v tahu našla velmi rychle uplatnění jako hlukové absorbéry, filtrační a tepelně izolační materiály.

1.1. Motivace výzkumu

Spolu se vzestupem poptávky po nanovláknenných materiálech a jejich produkci vyvstala otázka optimalizace strojů, na kterých byla vlákna vyráběna. Dosavadní průmyslové stroje byly svým uspořádáním založeny podobně jako laboratorní zvlákňovací zařízení - *jehlový spinner*. Významný pokrok v průmyslové výrobě nanovláken učinili vědci na Technické univerzitě v Liberci. Ačkoliv používání nanostruktur je v současné době již běžné, stále jejich produkce elektrostatickým zvlákňováním není úplně objasněna. Mnoho odborníků se věnuje metodě modelování elektrostatického pole, pohybu částic, jejich štěpení a dloužení. Konfrontace modelů a simulací jsou velmi obtížně ověřitelné.

Verifikace simulačních schémat s sebou přináší i snahy po měřicích metodách, které umožňují vizualizaci procesu a jeho kvalitativní posouzení. Věrohodná experimentální data je však v současné době v literatuře většinou velmi obtížné nalézt.

Jednou z možností pro vizualizaci a měření elektrostatických procesů jsou metody používané v oblasti proudění. Tyto metody jsou neinvazivní a umožňují získat komplexní přehled o procesu jako celku. Potvrzení hypotéz může otevřít novou cestu k optimalizaci elektrostatických procesů.

1.2. Cíle disertační práce

Cílem disertační práce je experimentální studium a vizualizace elektrostatických procesů, tj. elektrostatického rozprašování a zvlákňování. Za tímto účelem jsou v práci navrženy a realizovány postupy, techniky i vlastní experimentální zařízení pro studium těchto elektrostatických procesů. Úkolem prováděných experimentů je ověření navržených metod a získání výsledků, které mohou napomoci k objasnění fyzikálních principů elektrostatického rozprašování a zvlákňování.

Důležitou součástí disertační práce je i studium vlivu sekundárního proudění na elektrostatické procesy, které může najít uplatnění při realizaci technologií a průmyslových zařízení.

Pro vypracování práce byly stanoveny následující dílčí cíle a úkoly:

- vypracování zevrubné rešerše současných směrů řešení této problematiky, zejména pak možnosti vizualizace a měření elektrostatických procesů, a dále vlivu fyzikálních a chemických vlastností pracovní kapaliny na stabilitu procesu,
- navržení a sestrojení laboratorního zařízení pro realizaci a studium stabilních procesů, umožňující bezpečný optický přístup ke všem fázím procesu s variabilním nastavením elektrod a dávkování pracovní kapaliny,
- vytvoření modelu simulující průběh intenzity pole v závislosti na uspořádání a geometrii elektrod navrženého laboratorního zařízení,
- analýza měřicích technik a výběr vhodných měřicích metod
- navržení a realizace experimentů a vizualizace elektrostatických procesů s důrazem na studium pohybu měřených mikroobjektů, tj. kapek a vláknových struktur, v elektrostatickém poli

-
- analýza vlivu vlastností pracovní kapaliny a parametrů elektrostatického procesu na průběh a výsledek experimentálně zkoumaných a vizualizovaných elektrostatických procesů
 - studium vzniku sekundárního proudění při elektrostatických procesech a posouzení vzájemného vlivu sekundárního proudění a elektrostatických procesů
 - analýza silového působení elektrostatického pole a sekundárního proudění v souvislosti s výběrem pracovní kapaliny
 - návržení způsobů eliminace vznikajícího sekundárního proudění.

2. ZÁKLADY ELEKTROSTATICKÝCH PROCESŮ

Již v roce 1745 pozoroval G. M. BOSE z WITTENBERGU při svých pokusech, že za určitých podmínek v silném elektrostatickém poli proud kapaliny přechází v mrak atomizovaných kapiček. Během let 1912 - 1931 potvrdili jeho pozorování J. ZELENÝ a W. A. MACKY. Jev je natolik zaujal, že se mu věnovali podrobně. Bohužel žádná z jejich studií nevedla k praktické aplikaci, jak je známe dnes (tvorba jednotných disperzních aerosolů, injekce inkoustu v tiskárnách, atomizace dielektrických a kryogenních kapalin, mířená aplikace léčivých a chemických látek či polyfunkční nátěry).

Technika tvorby vláken a možnosti jejího průmyslového využití byla potvrzena řadou nezávislých vědců. Nakonec jednoduchá zvlákňovací aparatura posloužila jako odrazový můstek pro návrh průmyslové metody tvorby vlákenných materiálů, tj. *elektrostatického zvlákňování* neboli *electrospinning*.

První patentované postupy získávání vláken z trysky materiálu vstříknutého do prostoru se silným elektrickým polem byly přiznány v roce 1902 W. J. MORTONOVÍ. Vytvořená vlákenná vrstva však byla pro praktické použití příliš slabá. První skutečný úspěch dosáhl v roce 1930 A. FORMHALS. Podle svého patentu vyrobil vlákna z roztoku polymeru pryskyřice. Na jeho práci navázal v roce 1936 C. L. NORTON, který patentoval zvlákňování roztavených kovů, gumy a dalších syntetických pryskyřic.

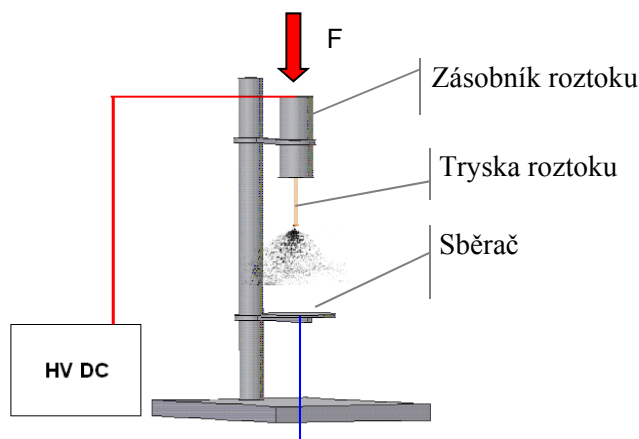
Rozhodující průlom ve vývoji a aplikacích elektrostatického zvlákňování přišel v roce 1938 v tehdejším SSSR. Mladému spolupracovníkovi N. A. FUKSE, ředitele Laboratoře aerosolu L.Karpovova institutu, N. D. ROZENBLUMOVÍ a L. V. PETRYANOV SOKOLOVOVÍ se při experimentech podařilo vytvořit z roztoku nitrocelulózy a acetonu pevné kulovité částice ve formě spreje o rovnoměrné velikostní distribuci. Zároveň s tímto pokusem vytvořili množství vláken. Očekávali rozpad roztoku do kapiček. Nastalo však rozštěpení do nekonečných, pevných vláken se stabilním příčným řezem, o průměru řádu jednotek mikronů. Jednalo se o selhání experimentu, při kterém vytvořili jiný

útvár, než bylo jejich zadáním. Byl tím ale položen základní kámen pro průmyslovou produkci částic pomocí elektrostatických procesů. [1]

2.1. Princip elektrostatických procesů

Pojem elektrostatický proces vyjadřuje působení vnějšího elektrostatického pole na volný povrch kapaliny. Z definice elektrostatického pole vyplývá, že se jedná o druh elektrického pole, které vzniká v okolí nepohybujícího se elektrického náboje. Dnes již víme, že při těchto procesech dochází ke vzniku elektrických proudů, tj. pohybů elektrických nábojů a to již samotným pohybem kapaliny. Z tohoto důvodu se jedná o proces dynamický, tj. proměnný v čase, a projevují se zde tudíž síly elektrodynamické. V historii byl však model vzniku těchto procesů a sil, které jej vyvolávají, značně zjednodušen a jeho popis byl vyjádřen časově konstantními, stacionárními elektrickými silami. V širším slova smyslu se do elektrostatických procesů řadí i dynamické, nestacionární jevy elektrizace těles vyvolané právě elektrostatickou silou. Přestože byla již několikrát dokázána nepřesnost tohoto označení, je tento pojem ustálený a zavedený. V oboru atomizace kapalin je již běžně označován stejný princip přesnějším a správnějším označením jako *elektrohydrodynamický jev*, nicméně v oblasti tvorby vláken vnějším elektrickým polem stále převládá označení elektrostatické zvlákňování.

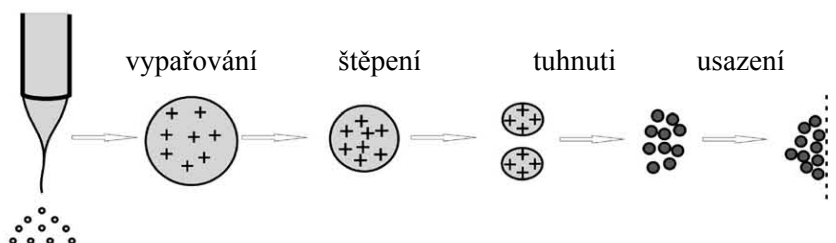
Při elektrostatických procesech, dochází k rozrušení volného povrchu kapky působením vnějších elektrostatických sil. Nejjednodušší laboratorní zařízení, na kterém lze provádět experimenty, se nazývá *jehlový laboratorní spinner*. Základní uspořádání jehlového laboratorního spinneru ukazuje obr. 1. Jehlový spinner se skládá z kovové kapiláry, kterou je dávkován roztok, tj. pracovní kapalina ze zásobníku. Na kovovou kapiláru, nebo přímo do pracovní kapaliny je přivedeno vysoké napětí v řádech desítek kilovoltů. Proti kapiláře je ve vzdálenosti několika jednotek až desítek centimetrů umístěna opačně nabitá, uzemněná elektroda - *sběrač* neboli *kolektor*. Za běžných podmínek roztok z kapiláry volně odkapává působením gravitační síly. Frekvence odkapávání závisí na výšce sloupce kapaliny a vnitřním průměru kapiláry. Po připojení stejnosměrného napětí frekvence odkapávání vzroste. Při napětí okolo 6kV volně visící kapka při ústí kapiláry změní tvar do podoby kužele.



Obr. 1 Základní schéma jednoduchého zařízení.

S nárůstem působícího napětí vznikne při vrcholu výtrysk kapaliny, který se v určité vzdálenosti od kapiláry dále rozpadá do kapiček nebo vláken, v závislosti na vlastnostech pracovní kapaliny. Samostatné částice se pohybují k opačně nabitému kolektoru. Během pohybu v elektrostatickém poli se částice orientují, odpařují a jejich průměr se zmenšuje. Průběh procesu je schematicky znázorňuje obr. 2.

elektrostatická atomizace



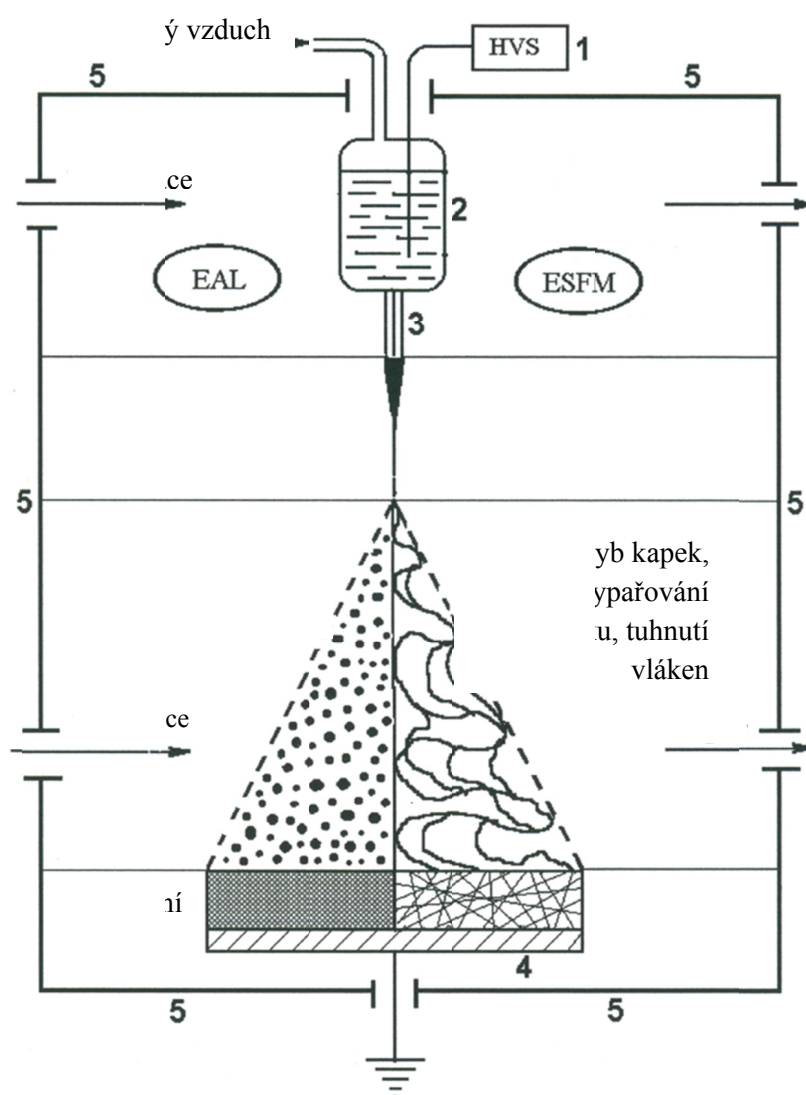
Obr. 2 Schéma procesu rozpadu kapek a jejich usazování na kolektoru. [1]

Elektrostatický proces můžeme obecně rozdělit na tři základní etapy (obr. 3). V první etapě se kapka vlivem působení vnějších elektrických sil protáhne do charakteristického kuželovitého útvaru, vzniká tzv. *Taylorův kužel*, který při kritické hodnotě napětí bude emitovat do proudu kapaliny, tj. *výtrysk* (v literatuře označován *jet*). Tvar Taylorova kužele a jeho chování v první fázi napovídá dalšímu průběhu procesu. Při zachování optimálních podmínek je výtrysk kapaliny stabilní a oblast, kterou zaujímá, nazýváme druhou etapou, tj. *stabilní oblastí*. V závislosti na vlastnostech kapaliny se tato tryska rozpadá buď do kapek, nebo tenkých vláken. V druhé oblasti je výtrysk nejvíce

urychlován elektrickým polem a jeho rozpad způsobují různé vnější a vnitřní nestability. Bod rozpadu je pro každou pracovní kapalinu charakteristický a mění se v závislosti na vstupním napětí.

Třetí fází je označována oblast, kterou se kapky a vlákna pohybují. V této oblasti je jejich pohyb formován a ovlivňován. Tato fáze končí záchytem částic na kolektoru.

Velikostí nastaveného napětí lze do jisté míry regulovat stabilitu procesu a vlastnosti vznikajících útvarů.



Obr. 3 Schematický diagram laboratorního zařízení pro přípravu vláknenných materiálů a elektrostatickou atomizací kapalin (EAL). 1. zdroj vysokého napětí, 2. zásobovač kapaliny, 3. kapilární tryska, 4. sběrná elektroda, 5. ochranný kryt aparatury [2]

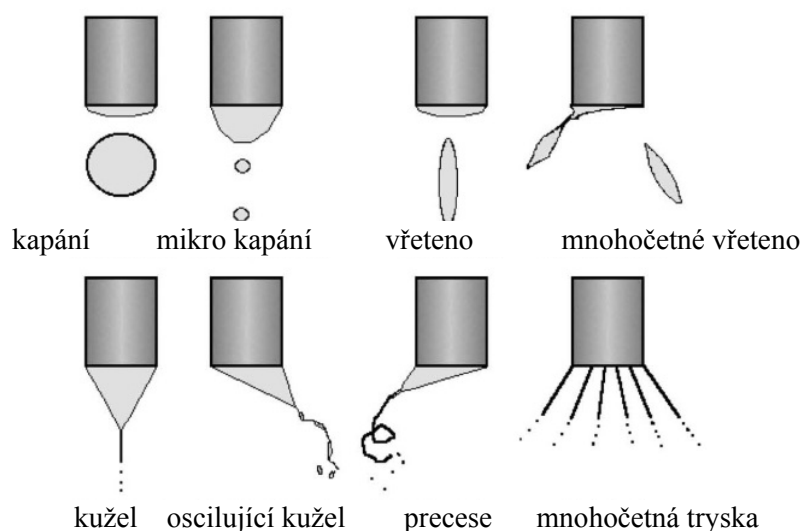
2.2. Klasifikace elektrostatických procesů

Realizovatelnost experimentů, při kterých mohou být sledovány a vyhodnocovány elektrostatické procesy, vyžaduje znalost parametrů, které průběh elektrostatického procesu ovlivňují.

Elektrostatické procesy podléhají vlivu mnoha vstupních parametrech. Tyto parametry se dělí do tří základních skupin na:

- vlastnosti roztoku jako viskozita, vodivost, povrchové napětí, teplota a hustota,
- nastavitelné vlastnosti aparatury, tj. elektrický potenciál, vzdálenost elektrod, tvar kolektoru, velikost průměru kapiláry, dávkování roztoku,
- okolní podmínky jako teplota, vlhkost, tlak, chemické vlastnosti okolního plynu (možnost použití inertních plynů).

V závislosti na vstupních podmínkách lze pozorovat několik funkčních režimů. Základní funkční režimy zobrazuje obr. 4. Tyto režimy jsou v literatuře rozlišeny podle tvaru menisku, typu pohybu výtrysku a způsobu jakým se rozpadají do částic. Klasifikace je v souladu s geometrickými kritérii a je založena na tvorbě menisku a trysky. [3][4][5]



Obr. 4 Režimy elektrostatických procesů. [5]

Obecně rozeznáváme dvě základní kategorie režimů elektrostatických procesů, kterými jsou:

- kapání (*dripping*), tím se rozumí, že kapalina se rozpadá do kapek nebo částic., které mohou být v podobě pravidelných velkých kapek, jemných kapek (*microdripping*), nebo nepravidelných kousků kapaliny,
- výtrysk, tj. skupina režimů, pro kterou je typický, dlouhý, tenký stabilní proud kapaliny, který se rozpadá do kapek až v určité definované vzdálenosti od ústí kapiláry. Výtrysk může být hladký a stabilní (*cone-jet*) nebo se pravidelně pohybuje, rotuje. Za určitých podmínek se vytváří více výtrysků (*multi-jet*, *ramified-jet*), které se rozpadají do kapek vlivem elektrostatických sil.

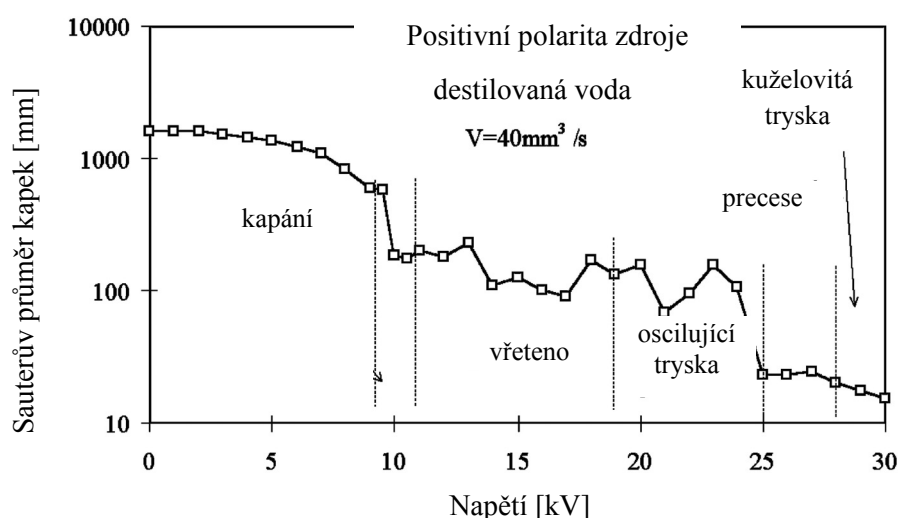
Při stabilním kuželovitém režimu je zpravidla užší distribuce velikostí částic. Mód s více výtrysky vede sice k tvorbě částic o menším průměru, distribuce je však širší a zahrnuje velikosti až v řádech desítek mikrometrů. [6][7][8]

Znalost těchto módů pro další pozorování je klíčová. Je důležité vědět, za jakých podmínek jich lze dosáhnout. Klíčovou podmínkou je myšleno přiváděné napětí. Vliv napětí na průběh režimu elektrostatického procesu je zachycen na obr. 5. Méně významný vliv mají charakteristické vlastnosti kapalin a uspořádání aparatury. [9]

Pouze stabilní kuželovitý režim umožňující regulaci je zajímavý jak pro laboratorní pozorování, tak pro průmyslové aplikace. Meniskus kapaliny je pravidelný a osově symetrický. Jemný tenký výtrysk kapaliny, o průměru menším než 100 μm při vrcholu kužele, je napínán v ose kapiláry. Konec stabilního výtrysku je podstoupen narůstající nestabilitě vedoucí k jeho rozpadu.

Správná předpověď průběhu procesu značně ulehčuje práci experimentátora. Konfigurací vhodných podmínek lze změnit povahu spreje, ustálit nestabilní režim. Obecně lze říci, že tvar i průběh výsledného chování procesu je prvotně velmi ovlivněn vznikem a stabilitou jak Taylorova kužele, tak stabilní části výtrysku. Pokud je chování

procesu již v počáteční fázi nestabilní lze usuzovat i na pozdější celkovou nestabilitu celého průběhu.



Obr. 5 Přechod mezi jednotlivými režimy procesů závisí také na použitém napětí. [5]

2.3. Vlastnosti pracovních kapalin

Vlastnosti použité kapaliny určují, o jaký druh procesu se bude jednat, tj. buď vzniknou vlákna, nebo se kapalina rozštěpí do kapiček. V druhé řadě lze vlastnostmi roztoku ovlivnit výslednou morfologii a velikost obou vzniklých produktů. Mezi vyhodnocované vlastnosti kapaliny patří povrchové napětí, viskozita a elektrické vlastnosti, které předurčují míru prodloužení a soudržnosti roztoku.

Při cílené tvorbě vláken se stejně jako u klasického zvláknování uplatňují polymery. Polymery se skládají z dlouhých řetězců molekul s opakujícími se jednotkami nazývanými monomery, které jsou většinou spojeny kovalentními vazbami. Silná vazba tvoří páteř řetězce. Slabé sekundární vazby mezi molekulovými řetězci dovolí, aby řetězce přes sebe lehce klouzaly. Takové uspořádání dovolí formování polymerního roztoku do dlouhých tenkých vláken, které si zachovávají pružnost a zároveň podélnou pevnost. Mezi sledovanými vlastnostmi polymerů, které značnou měrou ovlivňují morfologii i velikost vláken jsou průměrný polymerační stupeň, tvar makromolekul, krystalinita polymerů a polymerní molekulová hmotnost.

Molekulová hmotnost polymeru ovlivňuje viskozitu roztoku. Nízko viskózní roztok vede k tvorbě spreje. Spletence řetězců molekul jsou proto nezbytné pro udržení kontinuity trysky a jejího formování do vláken. Molekulová hmotnost představuje délku polymerního řetězce a souvisí také s množstvím molekulových spletností. Jinou cestou, která vede k potřebnému zvýšení viskozity je zvýšení koncentrace polymeru. [10]

Polarita polymerů a elektrické vlastnosti roztoku

Polarita polymerů vyplývá z polarizovatelnosti kovalentních vazeb mezi atomy v makromolekulách. Různá elektronegativita prvků je příčinou odlišné afinity elektronů k atomům vytvářejícím kovalentní vazby. Posunem elektronů na elektronegativnější atomy vznikají dipóly. Tvorba dipólů nevede ke vzniku kladných nebo záporných iontů, a tak celistvost molekul zůstává zachována. Pokud jsou monomerní jednotky polymerů symetrické a tvoří je stejné skupiny atomů, pak se vzniklé dipóly uvnitř navzájem kompenzují. Takové polymery se projevují ve svých fyzikálních a chemických vlastnostech jako nepolární.

U makromolekul s osamocenými dipóly, které nemohou být vykompenzovány analogickými skupinami, dochází ke vzniku polarit a s tím souvisí také elektroizolační vlastnosti. U polárních polymerů se elektrická vodivost zvyšuje zejména z důvodu jejich navlhavosti. Nepolární polymery se naproti tomu používají jako dielektrika. V důsledku vysokého izolačního odporu se snadno nabíjejí statickou elektřinou. Tato skupina polymerů je vhodným kandidátem pro použití v elektrostatických procesech pro tvorbu vláken.

Optické vlastnosti roztoku

Pracovní kapaliny používané při elektrostatických procesech jsou většinou bezbarvé. Samostatnou skupinou jsou polymery určené pro zvlákňování. Čistý polymer má v tuhém stavu podobu bílých pevných částic. Takový polymer je zpracovatelný elektrostatickým procesem pouze ve formě roztoku nebo taveniny. Běžně používané roztoky mají koncentraci polymeru 10 až 20%. Optické vlastnosti výsledného roztoku pak závisí na použitém rozpouštědle. Index lomu světla polymerů se pohybuje v rozmezí $n = 1,4-1,6$, pro amorfnní polymery je hodnota $n = 1,49$. Index lomu

rozpouštědel (voda, etanol) je v rozmezí $n = 1,33$ a $1,36$. Index lomu lze měřit refraktometry. V současné době již běžně tuto hodnotu udávají výrobci chemikálií.

Čiré pracovní kapaliny lze barvit organickými barvivy nebo pigmenty. Rozpustnost barviv závisí na použitém rozpouštědle polymeru nebo chemické povaze kapaliny. Pro účely experimentů v této práci byla použita fluorescenční barviva Rhodamin B, Rhodamin 6G a thiazolová barviva.

Povrchové napětí roztoku

Hodnota povrchového napětí určuje chování kapaliny, zda se roztok bude formovat do vláken nebo do kapek. Hodnotu povrchového napětí lze ovlivnit přidáním aditiva, např. surfaktantu, nebo změnou teploty roztoku. Právě rozdílná teplota roztoku při experimentech vede k tvorbě rozdílných výsledků mezi jednotlivými pracovišti.

Rychlost vypařování rozpouštědla z roztoku

Během elektrostatických procesů dochází k odpařování rozpouštědla jak z kapek, tak vláken. Tím dochází k urychlení výtrysku směrem ke kolektoru. Pokud je rychlost vypařování rozpouštědla příliš nízká, roztok se dostatečně nevypaří, vlákna se vůbec nevytvoří a na kolektor se uloží pouze tenký film polymeru. Odpařování rozpouštědla je velmi složitý proces, který závisí na mnoha faktorech, jako například tepelných vlastností kapaliny, ale také na rychlosti okolního proudění, teplotě, tlaku a vlhkosti okolního prostředí. Faktor rychlosti vypařování rozpouštědla je při elektrostatických procesech klíčový, protože vypařováním kapalina ztrácí svůj náboj, což ovlivňuje její další pohyb v elektrostatickém poli.

Vodivost roztoku

Pro zahájení elektrostatického procesu je klíčová rovnováha mezi hodnotou povrchového napětí roztoku a nastaveným napětím. Dloužení a pohyb výtrysku závisí na schopnosti roztoku nést náboje. Elektrická vodivost používaných pracovních kapalin je velmi nízká (mezi 10^{-3} a $10^{-9} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$). To je způsobeno nízkým obsahem volných iontů v organických kapalinách a roztocích.

Vyšší vodivost roztoku zvyšuje pravděpodobnost štěpení částic a také zvýšení rychlosti pohybu trysky i částic. Vodivost roztoku lze zvýšit přítomností kyselin, zásad, solí nebo zvýšením podílu vody. Tato aditiva je ovšem třeba dávkovat tak, aby ostatní fyzikální a chemické vlastnosti pracovní kapaliny nebyly negativně ovlivněny. Pokud je zvýšena vodivost roztoku, zvýší se tím počet nábojů, které mohou být přeneseny povrchem výtrysku. Vyšší vodivost roztoku také snižuje výši nutného použitého napětí, tzn. stejného výsledku je dosaženo použitím nižšího napětí.

2.4. Základní parametry elektrostatických procesů

Hlavní vstupní podmínky představuje napětí, dávkování, teplota roztoku, typ kolektoru, průměr kapiláry a vzdálenost mezi koncem kapiláry a sběračem.

Napětí

Základní podmínkou elektrostatických procesů je vysoké napětí, které je přivedeno do roztoku nebo na jednu z elektrod. Elektrostatická síla, která v roztoku vzniká následkem přivedeného napětí, překonává povrchové napětí roztoku. Obecně platí, že vysoká záporná nebo kladná napětí, tj. víc než 6kV, způsobí změnu kapky při ústí kapiláry do tvaru *Taylorova kužele* a *výtrysk*. Zvýšením přiváděného napětí dochází ke stabilizaci výtrysku. Často však dojde ke zvýšení rychlosti pohybu kapaliny uvnitř výtrysku a tím ústupu Taylorova kužele do kapiláry, v krajním případě jeho úplnému vymizení a kolapsu procesu. Vyšší napětí použité u méně viskózních kapalin vede ke vzniku sekundárních výtrysků a destabilizaci procesu. Při vyšším napětí se vlákna více dlouží, ale vede to k vytvoření nestabilního kužele, který přechází do pulsního režimu, lemového nebo více výtryskového uspořádání.

Kritické napětí V_c , při kterém dojde ke vzniku výtrysku, vyjádřil J. ZELENÝ [11] jako kritické napětí pro vytvoření nestability na povrchu kapky. Hodnota kritického napětí (2.1) je odvozena z rovnováhy geometrie uspořádání elektrod, jejich poloměr, vzdálenost, délka aktivní části elektrod a povrchového napětí kapaliny.

$$V_c = 4 \frac{H^2}{L^2} \left(\ln \frac{2L}{R} - 1,5 \right) (0,117\pi R\gamma), \text{ kde} \quad 2.1$$

H vzdálenost mezi elektrodami [cm],

L délka kapiláry [cm],

R poloměr kapiláry [cm],

γ povrchové napětí polymeru [dyn/cm].

Tento vztah (2.2) dále upřesnil G. F. TAYLOR [12] jako kritické napětí, které je závislé na vzdálenosti a poloměru elektrod, povrchovém napětí pracovní kapaliny.

$$V_c^2 = 4 \ln \left(\frac{2H}{R} \right) (1,3\pi R\gamma) 0,009 \quad 2.2$$

Základní podmínkou je přeměna energie elektrostatického pole na překonání vnitřních sil kapaliny. Lokální intenzita elektrostatického pole při ústí kapiláry E_{cr} podle A. FILATOVA [2] je vyjádřena vztahem (2.3), který zahrnuje vlastnosti geometrické vlastnosti kapiláry o kruhovém průřezu,

$$E_{cr} = 4 \sqrt{\frac{6\pi\gamma}{r}}, \text{ kde} \quad 2.3$$

γ povrchové napětí [N/m],

r poloměr kapky při kapiláře [m].

Horním limitujícím faktorem použitelného napětí je v případě elektrostatických procesů výboj.

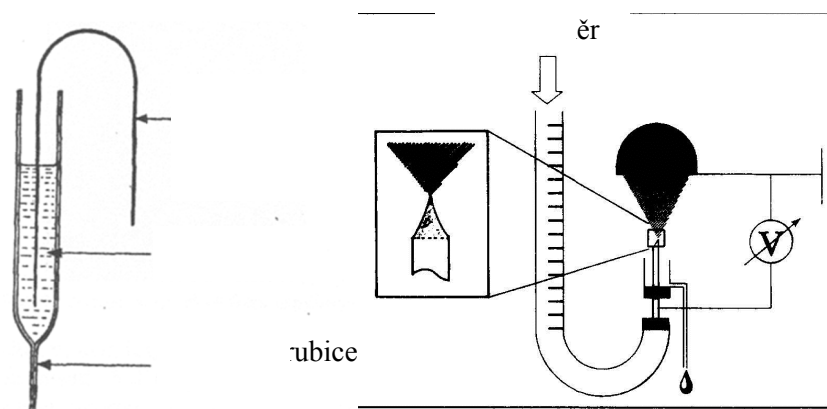
Dávkování

Dávkování určuje množství roztoku, které je "zpracováno" elektrickými silami. Určitému napětí odpovídá dávkování pro zachování stabilního Taylorova kužele. Každá disharmonie v této rovnováze vyvolá odchylku procesu ze stabilního režimu nebo jeho úplné přerušení. [13] Pro dané dávkování roztoku musí být vhodně zvoleno i napětí, tzn. zvýšení dávkování, musí odpovídat zvýšení náboje a naopak. Podobu výsledného produktu zde určují chemické a fyzikální vlastnosti kapaliny. Jak je tato hranice křehká ukazuje příklad 4% polyvinil alkoholu, který za běžných podmínek stojí na pomezí

vláken a kapek. Drobnou úpravou dávkování či vodivosti lze tuto hranici posunout jak ve prospěch kapek, tak vláken.

Původní zařízení pro dávkování pracovní kapaliny při elektrostatických procesech využívalo působení gravitačních sil na sloupec kapaliny v zásobníku (obr. 6). Prvním uspořádáním experimentu byla elektrostatická fontána. Kapilára byla umístěna tak, aby síla elektrostatického pole překonala přirozeně působící gravitační sílu. Přivedením vysokého napětí do roztoku vystříkl z ústí kapiláry proud kapaliny. [7][14]

Optimálního rovnoměrného dávkování je dnes dosahováno pomocí přesných lineárních pump. Toto jednoduché zařízení umožní velmi přesného časově programovatelného dávkování od několika $\mu\text{l/hod}$ po ml/sec .



Obr. 6 Historické schéma zapojení přípravku pro elektrostatickou atomizaci kapalin. [7][14]

Jak již bylo zmíněno výše, nastavená hodnota kontinuálního dávkování rozhoduje o stabilitě a průběhu procesu. Celou problematiku lze částečně zjednodušit přístupem, který vyjadřuje rovnováhu sil působících na kapku a trysku v elektrostatickém poli prostřednictvím relaxačních časů. Relaxační čas obecně vyjadřuje dobu, po kterou se vychýlený systém vrátí do stabilního stavu, tj. na průměrnou hodnotu.

Hlavními časy rozhodující o stabilitě výtrysku jsou:

- relaxační čas náboje τ_q ,
- viskózní relaxační čas τ_μ ,
- čas charakteristický pro proudění τ_f .

Obecně pro kapaliny platí poměry časů:

- $\tau_q \gg \tau_\mu$ pro nízko vodivé kapaliny $K < 10^{-11} \text{ Sm}^{-1}$ a τ_g je v řádu sekund (toluen, benzen) atomizace vůbec nenastane, protože se objem kapaliny v kapce dříve odpaří,
- $\tau_q \approx \tau_\mu$ atomizace je možná, ale silně závisí na dávkování,
- $\tau_q \ll \tau_f$ vznikají jemné kapky a mechanismus závisí na elektrostatických silách,
- $\tau_q \gg \tau_f$ dochází k atomizaci kapaliny elektrickým polem. Při tomto režimu je vytvořena stabilní tryska s varikosní nestabilitou,
- $\tau_q \ll \tau_\mu$ u vodivých kapalin dochází k velmi jemné atomizaci. V závislosti na napětí a dávkování může vzniknout více výtrysků,
- $\tau_q \ll \tau_f$ kapilára se vyprázdní, meniskus se stáhne dovnitř ústí kapiláry. Vznikne lemový mód nebo proces zanikne.

Pro vznik stabilního výtrysku je rozhodující rovnováha (2.4) mezi relaxačním časem náboje, viskózním časem kapaliny a časem proudění. [7][15][16][17]

$$\tau_q \approx \tau_v \text{ a zároveň } \tau_q / 10 \leq \tau_f \leq 10 \tau_q \quad 2.4$$

Výraz (2.4) označuje dolní a horní hranici použitelného dávkování. Výraz platí pro mezní hodnoty a specifickou pracovní kapalinu.

Po překročení horní hranice dávkování nedochází k dostatečnému odvádění kapaliny výtryskem a vznikají samovolně odkapávající přebytky kapaliny. Rovnice (2.4) však vychází pouze z elektrických vlastností kapaliny a geometrie uspořádání. Získané hodnoty pro dávkování jsou i v tomto případě příliš vysoké na vytvoření optimálního výtrysku a elektrostatický proces je nestabilní.

Ze základní časové bilance byl také odvozen vztah pro nastavení dávkování f kapaliny (2.5), který byl odvozen R. BOCANEGROU. [16][18]

$$f = \frac{\gamma K}{\varepsilon_0 \rho} \quad 2.5$$

Záměnou poměrů časů v základní rovnici (2.4) došla skupina kolem A. BARREOA [19] k převrácenému vztahu (2.6).

$$f = \frac{\gamma \varepsilon_0}{\rho K} \quad 2.6$$

Provedením rozměrové analýzy obou vzorců bylo zjištěno, že dávkování je vyjádřeno jako $\frac{V}{t}$ nebo $\frac{m}{t}$, pak jednotkou dávkování $f = \frac{\gamma \varepsilon_0}{\rho K}$ je $\frac{m^3}{s}$. Vzorec vyjádřený Bocanegrou vede k $\frac{m^3}{s^3}$. Z toho lze usuzovat, že chybná interpretace vzorce vznikla chybou přepisu. Výsledkem je, že tato predikce dávkování není pro experimentální praxi použitelná.

Třetí přístup pro vyjádření vhodného dávkování je odvozen z rovnováhy elektrického relaxačního času τ_e a hydrodynamického relaxačního času kapaliny τ_h . Tento přístup navrhl poprvé S. N. JAYASINGHE. [20] Vyjádření hydrodynamického času zahrnuje geometrii trysky, její *délku trysky* l_t a *průměr trysky* d_t . Pro vznik stabilního výtrysku musí být splněna podmínka (2.7), která vyjadřuje poměr mezi elektrickým relaxačním časem τ_e a hydrodynamickým relaxačním časem τ_h .

$$\tau_e \ll \tau_h \quad 2.7$$

Dosazením základních časů dostaneme nerovnici (2.8), která umožňuje konečné vyjádření vhodného dávkování f jednotkového objemu kapaliny (2.9).

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{K} \ll \frac{l_t d_t^2}{f} \quad 2.8$$

$$f \ll \frac{K l_t d_t^2}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad 2.9$$

Znalost geometrických parametrů výtrysku je předmětem samostatného výzkumu, který vychází z vhodného experimentálního nastavení pro použitou pracovní kapalinu. Přestože je tento vzorec univerzální, nelze jej použít bez předchozí experimentální zkušenosti. Naproti tomu vzorec odvozený A. BARREOEM (2.6) je velmi obecný,

nicméně tím, že zahrnuje pouze převažující viskózní relaxační čas kapaliny, je vhodný pro vysoce viskózní kapaliny.

Celkový popis vzniku a vývoje Taylorova kužele, ucelený popis pohybu výtrysku a jeho štěpení přinesl A. FILATOV [2] v knize *Electrospinning of micro and nanofibers: fundamentals and applications in separation and filtration processes*. V této knize je shrnut náhled na problematiku elektrostatického rozprašování a zvlákňování z pohledu hydrodynamiky a současně vychází ze znalosti chování částic v elektrických polích.

Konfigurace elektrod

Další vlastností, která určuje průběh elektrostatického procesu je konfigurace prostoru mezi elektrodami. Konfigurace mezielektrodového prostoru je stanovená již v návrhu aparatury. Měla by zajistit bezpečí a stabilitu ve všech stupních procesu. Vzdálenost mezi elektrodami by měla být natolik velká, aby se v procesu dostatečně projevíly všechny jeho fáze. V průmyslových zařízeních je vzdálenost elektrod v rozsahu (20 – 50) cm. Mezi hodnotou napětí, dávkováním a vzdáleností elektrod vzniká úzká souvislost, která vychází z vlastností roztoku. Optimální výběr a návrh zvlákňovací aparatury se stal již klasickým problémem. Matematické modely, simulující nastavení elektrostatických procesů, se opírají o geometrické uspořádání elektrod a hypotézu, že pohyb vláken a kapek probíhá po elektrických siločarách. Tato domněnka je však v rozporu s experimentálním pozorováním.

3. PŘEHLED SOUČASNÝCH MĚŘICÍCH METOD PRO STUDIUM ELEKTROSTATICKÝCH PROCESŮ

Řada měření zkoumá děje uvnitř elektrostatického pole s určitou mírou idealizace. Jak již vyplývá z definice *elektrostatického procesu*, nejedná se o časově neměnný děj, ale dynamický. Také síly, které se při těchto dějích uplatňují, nejsou stacionární. Většina prací se zaměřila na zkoumání oblasti nestability proudové trysky a tvorby Taylorova kužele, hledání kritických závislostí mezi šířkou proudové trysky a poloměrem zvlákňovací kapiláry. V současné době převládá výzkum tohoto jevu pomocí optických metod. Řada pracovišť zabývajících se výzkumem zvlákňování ovšem nemá možnosti využití těchto metod. Technická univerzita v Liberci je v tomto směru výjimečná, protože má vybudována oddělení zaměřená na aplikaci elektrostatického zvlákňování a zároveň disponuje i moderní laboratoří měření pomocí optických metod. Obecně lze říci, že výzkum elektrostatických procesů se v dnešní době ubírá třemi hlavními směry.

Hlavními směry výzkumu elektrostatických procesů je:

- výzkum morfologie vznikajících produktů, testování zvláknitelnosti kapalin [13][21],
- popis a charakteristika procesu, vliv okolních i vnitřních podmínek [22][23][24],
- možnosti aplikace a uplatnění vzniklých materiálů.

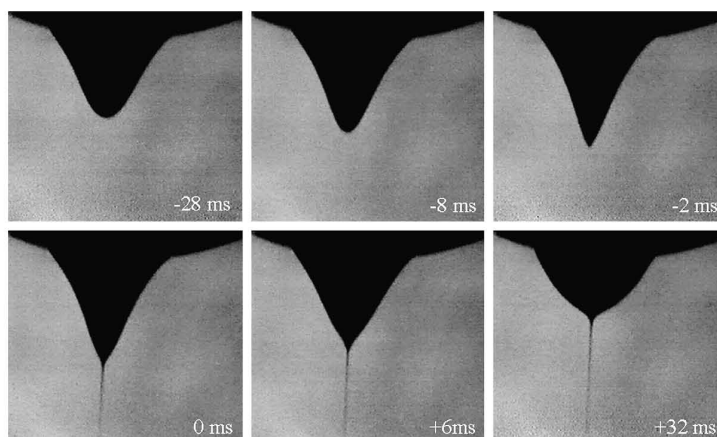
V posledních deseti letech byla publikována řada článků zaměřených na vliv okolních podmínek, rozdělení provozních režimů a stanovení stabilního módu, který nejvíce vyhovuje průmyslovým aplikacím. Důraz byl rovněž kladen na problematiku sledování oblasti rozpadu stabilní trysky do vláken a kapiček. Závěr experimentální části je zaměřen na mapování charakteristik a geometrii spreje i zvlákňovacího procesu a možnosti jejich ovlivňování, ať už geometrií uspořádání, či nastavením parametrů pracovní kapaliny.

3.1. Metody rychlé fotografie a stereografie

Při elektrostatickém zvlákňování jsou vytvořena velmi jemná vlákna polymeru prodloužením výtrysku kapaliny vnějším elektrickým polem. Tento výtrysk se pohybuje náhodně a prochází od rovných úseků zužujícího se kužele přes množství malých ohnutých smyček a zakřivení o různých poloměrech. Takto náhodně probíhající proces je velmi těžké nejen řídit, ale také mapovat a vyhodnocovat. Vlivem náhodnosti a proměnlivé rychlosti pohybu jsou vlákna nestejnoměrně dlouhá a odpařena, na kolektoru často najdeme vlákna o průměru od několika mikrometrů po stovky nanometrů. Náhoda má také vliv na proměnný tvar, nestejnoměrnost vláken, vznik korálků na povrchu jednotlivých vláken, nepravidelné rozvětvení a vznik smyčkových deformací.

Při procesu elektrostatického rozprašování je míra náhodnosti pohybu potlačena. Kapky se pravidelně formují během první fáze procesu a v ideálním případě jsou dále unášeny slabnoucím elektrostatickým polem zejména svojí setrvačností.

Během první fáze procesů přechází volně visící kapka do tvaru *Taylorova kuželu* (obr. 7). Tento charakteristický útvar byl pojmenován podle G. F. TAYLORA, který jej poprvé popsal. Úhel vrcholu kužele, který Taylor odvodil, byl $49,3^\circ$. Podmínky vzniku Taylorova kužele jsou jedním z témat, která podléhají současnému výzkumu. Samotný vznik Taylorova kužele z kapky je velmi dobře pozorovatelný a zaznamenanatelný s přispěním nejmodernější techniky, např. rychlokamerou. Právě díky moderní technice byla pozorována proměnlivost úhlu při vrcholu kužele i změny jeho tvaru. Volně visící kapka může při určité intenzitě pole přejít do tvaru kužele, u kapalin s nízkou viskozitou se vůbec nevytvoří nebo je velmi nestabilní. Tvar kužele tak není striktně profilem rovnoramenného trojúhelníku. Jak je vidět na obrázku 7, může změna kapky nabývat podob rotačního hyperboloidu. Toto chování je způsobeno vyčerpáním roztoku z definovaného objemu kapky a ústupem kužele. Tento jev vzniká i při nevhodně nastaveném dávkování na laboratorním jehlovém zvlákňovači.



Obr. 7 Záznam vzniku Taylorova kužele rychlokamerou. Frekvence snímání byla 2ms a čas 0 byl stanoven vznikem trysky. Elektrické napětí bylo přivedeno 28ms dříve na kapku roztoku polyetyleny. [25]

Pravidelný Taylorův kužel vyjadřuje pomyslný mezník, kde původně kulovitá kapka zaujme stabilní kuželovitý tvar, ovšem bez vzniku trysky. Dalším zvýšením lokální intenzity pole je iniciován proud kapaliny z vrcholu kužele, tj. *výtrysk*.

V současné době je pro identifikaci jednotlivých částí elektrostatických procesů a vizualizaci jejich pohybu nejčastěji používána metoda stereografického videozáznamu. Z pořízených záznamů je odhadnuta rychlost pohybu kapaliny uvnitř stabilní části výtrysku, kapiček resp. vláken a jejich geometrická uspořádání.

Sled obrazů z rychlokamery odhalil elektricky vyvolanou ohybovou nestabilitu výtrysku a jeho časový vývoj (Obr. 8). Trajektorie spirály byla popsána D. H. RENEKEREM a A. L. YARINEM. Současně byl vyvozen teoretický podklad pro vznik této nestability. Rychlosti pohybu ohybové nestability změřené z obrázků rychlokamery se pohybovaly v rozmezí (1 – 5) m/s. Z těchto měření bylo také vyvozeno, že prodloužení každého úseku, vlivem působení elektrických sil na náboj nesený tryskou, je plynulé. S poklesem průměru výtrysku se mění jeho trajektorie, která se stává nestabilní a vzniká nová, menší, ohybová nestabilita. Běžně se tento proces opakuje třikrát a vícekrát, než výtrysk úplně ztuhne do podoby vlákna nebo je zachycen kolektorem.

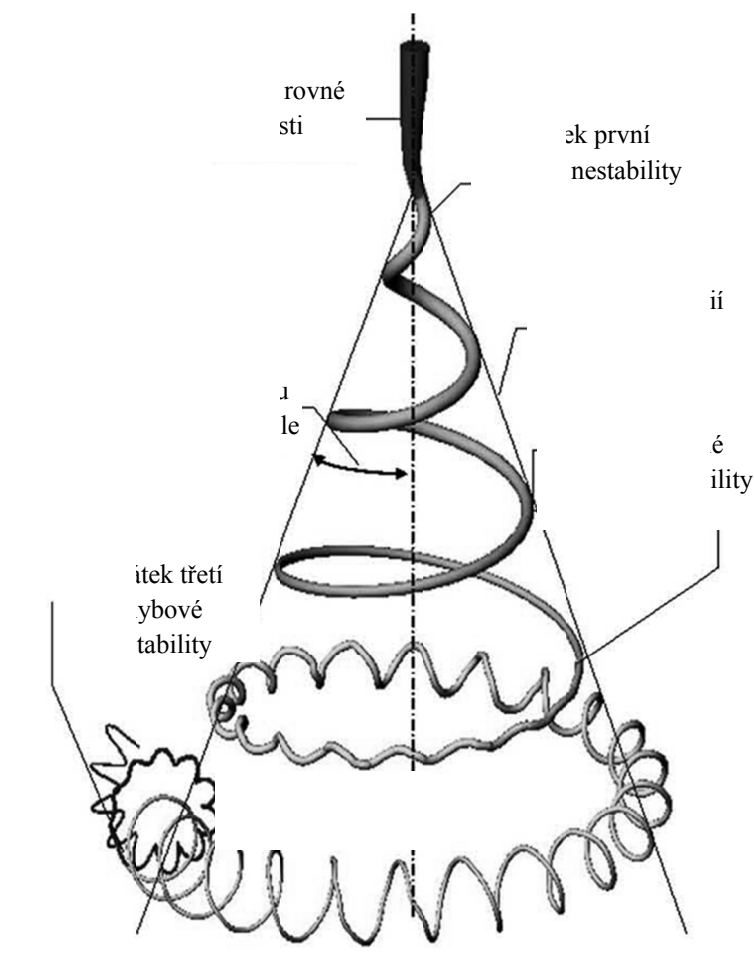
Další cestou pro sledování vzniku a pohybu jemných vláken a kapiček je osvětlení celého procesu difúzním světlem. Světlo se na částicích odráží a rozptyluje. Vhodně

umístěný snímač může odražené, rozptýlené světlo zachytit. Jednou z metod, které toho využívají je identifikace vláken pomocí interferenčních barev. Interferenční barvy se v barevné digitální kameře jeví jako pastelové barvy signalizující určitý průměr vlákna.

Rychlost pohybu trysky závisí na fyzikálních vlastnostech pracovní kapaliny a je jedním z důležitých ukazatelů procesu. Běžnou metodou využívanou při studiu a měření rychlostí pohybu částic v elektrostatickém poli jsou stereografické a stroboskopické záznamy. Těmito záznamy byla potvrzena domněnka o pravotočivosti spirál, ve kterých se vlákna pohybují. Pohyb vláken po spirále vzniká pouze u několika pracovních kapalin, ve většině případů je pohyb částic přímý k nejbližší opačné elektrodě, nebo chaotický.

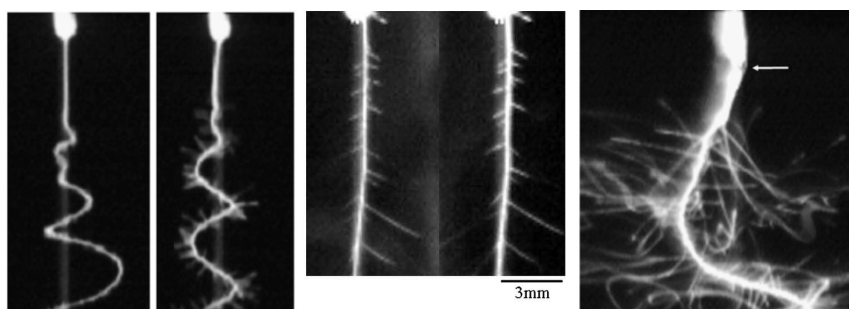
Ohybová nestabilita je typická pro roztoky s vysokou hustotou a viskozitou (medové konzistence), jako je například parafínový olej nebo velmi koncentrované polymery, které vedou k tvorbě velmi tlustých vláken (řádově desítky mikrometrů). Pohyb takových vláken je velmi pomalý, tj. 0,5 m/s.

Ohybová nestabilita není jedinou, která ovlivňuje konečný vzhled vláken a částic. Stabilní tryska se může také rozvětňovat a štěpit (obr. 8).



Obr. 8 Diagram vývoje trysky a ohybových nestabilit. [25]

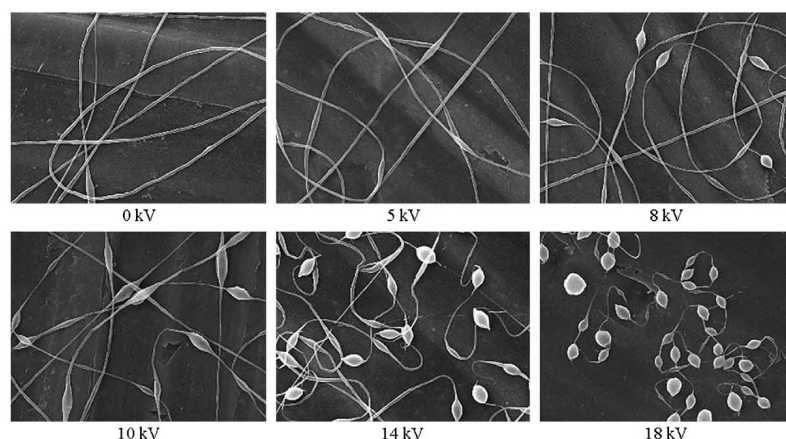
Pozorováním tvaru a vývoje spirál byla vyvozena hypotéza, že odpuzivá síla mezi elektrickými náboji uvnitř výtrysku způsobuje smyčky, které se šíří narovnáváním a spojováním množství malých spirál do větších. Předpokládá se, že právě proměnlivost ohybové nestability má největší a prokazatelný vliv na konečný průměr vláken.



Obr. 9 Rozvětvená ohybová nestabilita. [25]

Větvení vláken je dobře pozorovatelné u roztoků acetonu, kaprolaktanu a propanolu. Průměr hlavního vlákna je kolem 200 μm . Záznam z kamery odhalil směr hlavních i sekundárních větví (obr. 9). Pro úplné vyhodnocení procesu byly záznamy pořízené rychlokamerou porovnány se zachycenými vlákny pod mikroskopem.

Další kategorií ovlivňující formování vláken při elektrostatických procesech jsou koráلكové nestability (obr. 10). Vznik těchto nestabilit je vyvolán nevhodným nastavením dávkování, napětí nebo fyzikálními a chemickými vlastnostmi použitého roztoku. Výskyt této poruchy je v průmyslových aplikacích nežádoucí. Tento jev lze využít při měření a vizualizaci pohybu vláken v elektrostatickém poli, jak je popsáno v experimentální části této disertační práce.

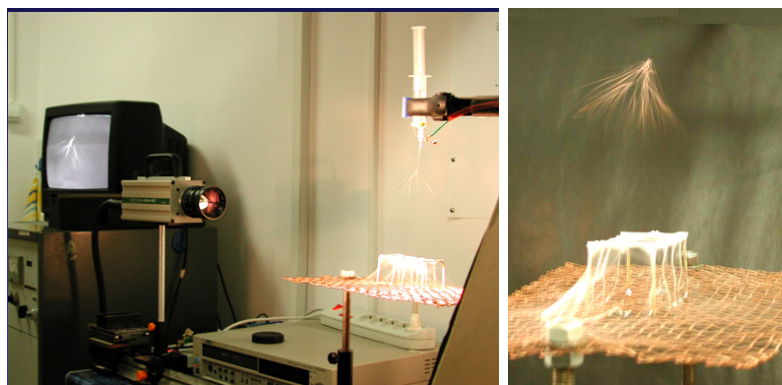


Obr. 10 Koráلكová nestabilita se objevuje při neoptimálně nastaveném napětí a její velikost i tvar může být tak ovlivněna nebo eliminována. [25]

Mezi základní metody vyhodnocování finálního produktu patří posouzení vzorku optickým nebo elektronovým mikroskopem. Na základě získaných informací je pak dále usuzováno na vývoj elektrostatického procesu. Elektrostatické procesy jsou však velmi komplexní děje, při kterých změna jednoho parametru vyvolá kaskádu dalších změn. Z tohoto důvodu řada autorů hledá možnosti nového přístupu pro přímou vizualizaci elektrostatických procesů a zaměřují se i na parametry, které jsou nejvíce průkazné. Tato měření vycházejí z elektrických charakteristik průběhu elektrostatických procesů - sledování napětí a proudu či změny odporu na kolektoru; nebo se jedná o metody posuzující kvalitu procesu na základě pozorování.

3.2. Stínová metoda

Sledování trajektorie výtrysku je komplikované z několika důvodů. Výtrysk i vlákna mění svoji pozici a jejich části deformují nestability. Tím se mění i lokální rychlost v různých úsecích výtrysku až o několik metrů za sekundu. Měření založené na analýze video záznamů může zachytit trajektorii každé části výtrysku pouze za předpokladu dokonalého osvětlení. Pro vyhodnocení celkového pohybu se nejčastěji používá dvoukamerové uspořádání. Dva obrazy dané oblasti pořízené z různých úhlů poskytují tzv. *stereografickou informaci*.

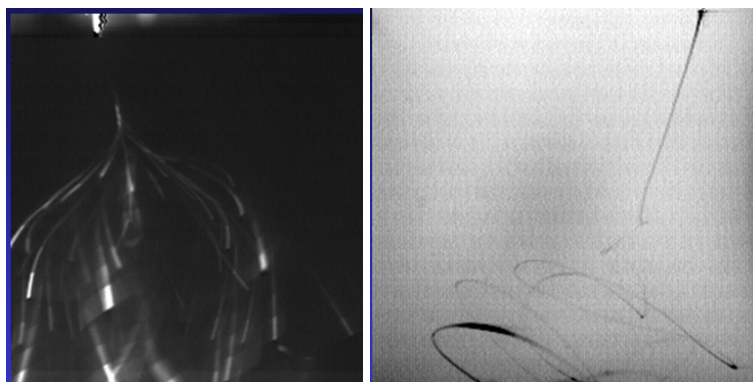


Obr. 11 Základní uspořádání experimentu pro sledování rychlokamerou.

Velmi viskózní pracovní kapaliny, zejména polymery, vytváří stabilní trysky o průměru stovek mikrometrů až milimetrů. Pro pozorování geometrických vlastností a pohybu výtrysků je vhodná *stínová metoda* (obr. 12). Tato metoda umožňuje snímání ostrých kontrastních obrazů jak celého procesu, tak jednotlivých úseků. Záznam pořízený stínovou metodou je vhodný pro další zpracování, např. obrazovou analýzou či animací. Využitím této metody lze také pozorovat rostoucí nestability v trysce. V praxi je časté propojení uspořádání stínové metody a rychlokamery (obr. 11).

Nevýhodou této metody je nízká hodnota informace, což vychází ze základního principu. Metoda přináší informace o geometrických vlastnostech procesu, nikoliv o pohybu jednotlivých částic. Rychlost snímání je omezena nastavením kamery, při vyšších frekvencích klesá rozlišení snímáných obrazů, což vede ke zkreslení informace.

Také způsob osvětlení, tj. použití bílého směrového světla, které tato metoda využívá, zkresluje výsledný obraz, protože nedostatečně osvětlí celou plochu. Snímek je také zkreslen odrazy světla od jednotlivých částic. Metoda je vhodná pro prvotní posouzení elektrostatických procesů.



Obr. 12 Elektrostatické zvlákňování pozorované při frekvenci kamery a) 30fps b) 4500fps. Průměrná rychlost pohybu vláken byla pozorováním stanovena na 2m/s při vzdálenosti elektrod 5cm. [2]

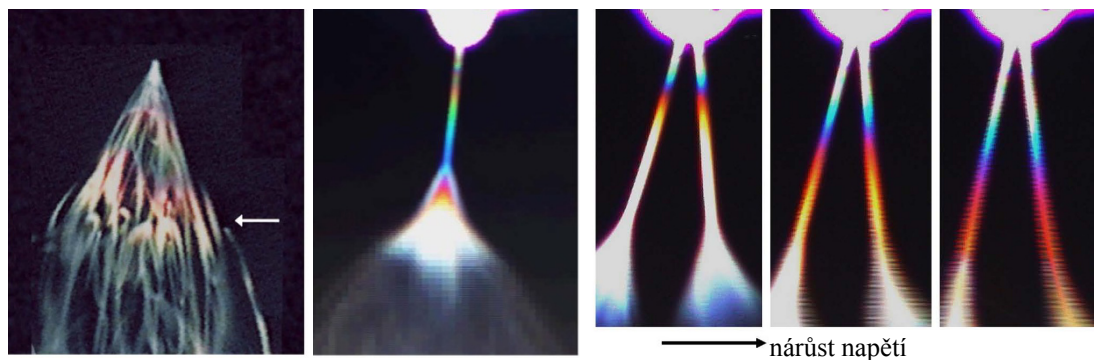
3.3. Metoda interferenčních barvy

Pokud je scéna elektrostatického procesu vhodně osvětlena na kontrastním pozadí, lze pozorovat vznik interferenčních barev (obr. 13). Tento jev vzniká na tenkých vrstvách, např. mýdlová bublina, olejová vrstva. Vlny světla odražené od přední a zadní plochy tenké průhledné stěny spolu interferují. Tloušťka vrstvy řádově odpovídá jednotkám vlnových délek obsažených ve viditelném světle.

Průhledné vlákno se může chovat jako tenká vrstva. Interferenční barvy vznikají na vláknech o průměru stovek nanometrů až několika mikrometrů.

Uplatnění nachází tato metoda při popisu charakteristik stabilní části trysky u málo viskózních pracovních kapalin, kdy ostatní optické metody dosahují svých limitů. Pokud je tato část procesu vhodně osvětlena paprskem koherentního bílého světla, lze vůči kontrastnímu pozadí pozorovat vznik barev. Vztah mezi průměrem výtrysku, vlákna nebo kapek a pozorovanou barvou je určen indexem lomu pracovní kapaliny, vlnovou délkou odraženého světla a podmínka interferenčního řádu minima a maxima odražených vln.

Odrazem od vláken lze pozorovat růžovou, zelenou, žlutou a modrou barvu. Touto metodou je možné také vyhodnotit zúžení stabilní části trysky. Pro okamžité vyhodnocení průměru trysky je možné použít spektrometr.



Obr. 13 Barevný odraz světla trysky osvětlené běžnou žárovkou pozorovaný ve vzdálenosti 2 m od trysky. Vpravo interferenční barvy osvětlení bílým světlem [25]

Interference světla na tenké vrstvě patří mezi základní jevy *vlnové optiky*. Při dopadu světla na tenkou vrstvu materiálu (tenké sklo, mýdlová bublina) nastává odraz světla na horním a dolním rozhraní vrstvy s okolním prostředím a může dojít ke skládání světla – tedy k interferenci. Matematický popis tohoto jevu vychází z předpokladu, že světlo dopadá na tenkou vrstvu pod úhlem dopadu α . Tenká vrstva má tloušťku d z materiálu o indexu lomu n , který je větší než index lomu okolního prostředí. Dalším předpokladem vzniku interference je stejné prostředí na obou stranách vrstvy. Při dopadu paprsku na horní rozhraní se tento paprsek částečně odráží a částečně prochází do druhého prostředí (vlákno, kapka), kde se po dopadu na spodní rozhraní opět částečně odráží a částečně láme do dalšího, okolního prostředí. Odražený paprsek od spodního rozhraní dopadá na horní rozhraní a opět dochází k částečnému odrazu a lomu světla. Interferenci paprsků lze pak pozorovat jak v odraženém, tak procházejícím světle. K interferenci nedojde, pokud se tloušťka tenké vrstvy bude blížit k nule.

Při matematickém popisu interference na tenké vrstvě se projevuje jednak princip odrazu světla na opticky hustším prostředí, kdy dochází ke změně fáze vlny na opačnou, vzniká dráhový rozdíl o velikosti poloviny vlnové délky $\Delta l = \frac{\lambda}{2}$. Druhým jevem je

změna optické dráhy na tenké vrstvě o indexu lomu n . Vlnová délka dopadajícího světla je v tomto prostředí n -krát menší, tj. musíme přepočítat geometrickou dráhu s světla na dráhu optickou l . Platí, že optická dráha je rovna součinu indexu lomu prostředí a geometrické dráhy $l = ns$. Zjednodušujícím předpokladem je dopad světla na tenkou vrstvu pod úhlem $\alpha = 0^\circ$. Podmínka pro interferenční maximum: celkový dráhový rozdíl musí být roven sudému násobku poloviny vlnové délky použitého světla (3.1).

$$\Delta l = 2nd + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad 3.1$$

Jednoduchou úpravou této rovnice lze odvodit interferenční maximum, které nastane v případě, že je splněna podmínka (3.2), tzn. optická dráha světla, musí být rovna lichému násobku poloviny vlnové délky světla.

$$2nd = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} \quad 3.2$$

Podmínka pro interferenční minimum je odvozena obdobně, tj. celkový dráhový rozdíl musí být roven lichému násobku poloviny vlnové délky, jak je vidět na vztahu (3.3).

$$\Delta l = 2nd + \frac{\lambda}{2} = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} = 2k' \frac{\lambda}{2} = k'\lambda \quad 3.3$$

Pro vznik interferenčního minima, musí být optická dráha rovna celočíselnému násobku vlnové délky. Pro procházející světlo je situace mírně odlišná: geometrická dráha $s = 2d$, optická dráha $l = ns = 2nd$. Drahový rozdíl způsobený změnou fáze při odrazu na opticky řidším prostředí $\Delta l = 0$, celkový dráhový rozdíl (tzn. součet optické dráhy a Δl) platí $\Delta l = 2nd$. Z podmínky rovnice pro interferenční maximum vyplývá podmínka pro tloušťku tenké vrstvy $2nd = k\lambda$. Nastává-li v procházejícím světle interferenční maximum, pak současně nastává v odraženém světle interferenční minimum a obráceně.

Vzhled interferenčního obrazce závisí také na vlnové délce použitého světla. Použijeme-li monochromatické světlo (např. červené), pak všechna maxima mají

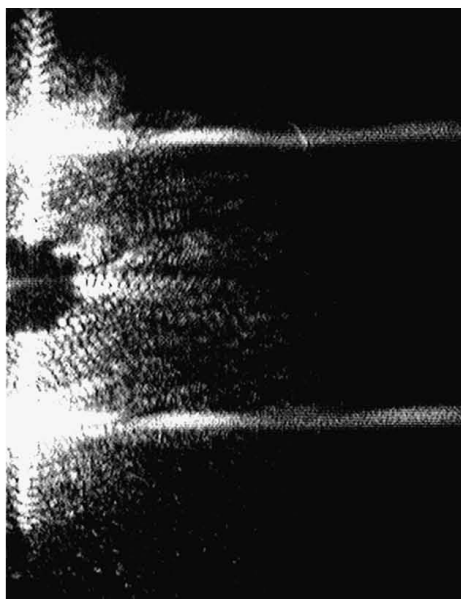
stejnou barvu (jsou opět červená), interferenční minima jsou černá. Jestliže použijeme světlo složené (např. bílé světlo), pak jsou interferenční maxima duhově zbarvená, minima jsou opět černá. Analýzou barevného záznamu odraženého světla je vypočtena vlnová délka odraženého světla, které je nejvíce zesilováno a jehož řád interferenčního maximu je roven 1 (3.4).

$$d = \frac{\lambda_1(2k - 1)}{4n} \quad 3.4$$

Ačkoliv tato metoda přináší velmi hodnotnou informaci nejen o průběhu chování, ale také o okamžité distribuci velikosti částic v daném místě, její použití je velice náročné s ohledem na uspořádání experimentu, použité přístroje a vyhodnocovací systém.

3.4. Difrakční metody

Vlákna, která jsou osvětlena monochromatickým zdrojem, odrážejí dané světlo svým zakřiveným povrchem. Takové světlo se láme od obou vrstev a dochází ke vzniku difrakčních obrazců (obr. 14). Pokud je stínítko umístěno do vhodné vzdálenosti a pod odpovídajícím úhlem, lze tyto difrakční obrazce pozorovat a v čase vyhodnocovat jejich změnu a tvar.



Obr. 14 Difrakční obrazec vzniklý interferencí dvou odražených laserových paprsků. [25]

Obě rozhraní se chovají jako samostatné bodové zdroje světla. Aby interferenční obrazec vůbec mohl vzniknout, musí záření splňovat následující podmínky: všechna záření dopadající do jednoho bodu na stínítku musí mít stejnou vlnovou délku; v daném bodě na stínítku musí mít všechna záření stálý, s časem neměnný dráhový rozdíl (tzn. také stálý fázový rozdíl). Záření, které splňují obě podmínky, se označuje jako koherentní záření. Zdrojem koherentního záření je laser. Na stínítku tedy dochází k interferenci světla. Do každého bodu na stínítku dopadá světlo z obou zdrojů. O tom, jestli na stínítku vznikne světlý nebo tmavý proužek, rozhoduje dráhový rozdíl Δl drah l_1 a l_2 paprsků dopadajících do téhož bodu. Je-li dráhový rozdíl Δl roven sudému násobku poloviny vlnové délky, pak na stínítku vzniká světlý proužek interferenčního maxima. Pokud je dráhový rozdíl roven lichému násobku poloviny vlnové délky, pak na stínítku vzniká tmavý proužek interferenčního minima. Obdobně jako u vzniku interferenčních barev, i zde platí podmínka pro vznik interferenčního maxima, kde k je řád interferenčního maxima (3.5), a interferenčního minima (3.6).

$$\Delta l = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad 3.5$$

$$\Delta l = (2k - 1) \frac{\lambda}{2} \quad 3.6$$

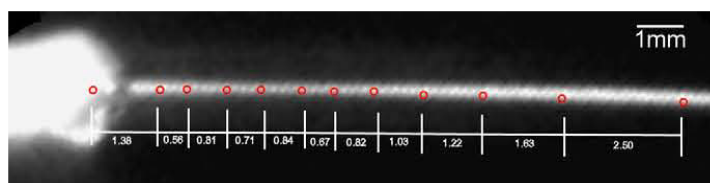
Podle rozestupu interferenčních proužků lze určit dráhový rozdíl světelných paprsků a následovně tloušťku vrstvy.

Pomocí této metody lze přesněji určit velikost částic nacházejících se v určitém bodě prostoru oproti metodě interferenčních barev. Nevýhodou této metody obdobně jako u předcházející, je její náročnost přípravy, přesnosti uspořádání a náročnosti na přístrojové vybavení. Výsledky měření jsou značně ovlivněny vlnovou délkou použitého světla a indexem lomu pracovní kapaliny, proto u některých pracovních kapalin není možné metodu difrakce na tenkých vrstvách aplikovat.

3.5. Laserová Dopplerovská anemometrie

Vhodnou metodou pro vyhodnocování elektrostatických procesů je metoda laserové dopplerovské anemometrie *LDA* [25]. Technika je určena pro měření směru a rychlosti proudící tekutiny. V jeho nejjednodušší podobě využívá *LDA* dva překřížené kolimované paprsky monochromatického, koherentního světla. Dva paprsky vznikají dělením prvotního paprsku vystupujícího z laseru. Oba totožné paprsky se protínají v jednom bodě a tvoří optickou sondu. V sondě oba paprsky interferují a vzniká tzv. interferenční stopa. Při průchodu sondou částice odráží světlo do fotodetektoru. Rychlost částice je pak lineárně úměrná frekvenci Dopplerovského signálu. Jednosložkové uspořádání metody *LDA* umožňuje měřit složku rychlosti pohybu částic ve směru, který je kolmý na interferenční proužky.

Vlastní měření metodou *LDA* probíhá tak, že do zvolené sítě bodů je postupně směřována sonda. Měření metodou *LDA* bylo použito pro vyhodnocení rychlosti pohybu stabilní části trysky (obr. 15) [25]. Průměrná hodnota složky rychlosti podél směru rovného segmentu trysky se při tomto měření pohybovala okolo 5 m/s.



Obr. 15 Měření rychlosti pohybu trysky založené na pozorování pohybu jednotlivých segmentů trysky. [25]

Další metodou, která přispívá k charakterizaci elektrostatických procesů a je ve své podstatě z *LDA* odvozena je *Phase Dynamics Analysis* (*PDA*). Jedná se o optickou metodu, která umožňuje souběžné měření velikosti a rychlosti pohybu částic. Základní princip *PDA* je založen na „*light-scattering interferometry*“ (interferometrii světelné disperze). Měřený bod je definovaný průsečnicí dvou zaostřených laserových paprsků a měření je provedeno na pohybujících se jednotlivých částicích v objemu sondy. Částice odrážejí světlo od obou laserových paprsků a generují optický interferenční vzorek. Vhodně umístěná přijímací optika promítne odražené světlo na matici detektorů. Rychlost částice je vyhodnocena obdobně jako u *LDA* systému. Fázový posun mezi Dopplerovským signálem z různých detektorů měří průměr konkrétní částice.

Metoda LDA, která využívá bezkontaktního optoelektronického principu založeného na laserovém záření, umožňuje měření proudění tekutin, rychlosti a turbulence. Z této základní charakteristiky vyplývá řada výhod i nevýhod měření.

Přínosem této metody je vysoká kvalita a spolehlivost experimentálních dat, nezávislost výsledků na vlivech, jako je teplota, vlhkost, tlak okolního prostředí. Velmi podstatnou výhodou je lineární odezva měřicího systému v celém rozsahu zkoumaných rychlostí pohybu částic nebo trysky, vysoké prostorové rozlišení a absence nutné kalibrace.

Mezi faktory, které ovlivňují přesnost měření LDA patří přítomnost šumu v optickém signálu a odchylka směru proudu od měřené složky rychlosti. Pro účely měření pohybu částic při elektrostatickém procesu je nevýhodou metody malý rozměr sondy (desetiny milimetru až milimetry), která umožňuje měření pouze ve velmi malé oblasti, jedná se v podstatě o bodové měření. Elektrostatické procesy jsou svojí podstatou velmi nestacionární děje s nízkým počtem vznikajících částic o nízké pravděpodobnosti průletu sondou. Z tohoto důvodu je vyhodnocení celé oblasti časově náročné s nezaručeným statisticky zpracovatelným výsledkem.

Jednokanálový LDA systém umožňuje měřit pouze jednu složku rychlosti pohybu částic elektrostatického procesu. S ohledem na trojrozměrnou charakteristiku pohybu částic je tato hodnota informace nedostatečná.

Z uvedených faktorů vyplývá nevhodnost zařazení metody LDA mezi metody určené pro vyhodnocování nestacionárních proudových polí. Vzhledem k nestacionaritám elektrostatických procesů bylo nutné zvolit jinou metodu, která umožňuje komplexní vyhodnocení pohybu částic, případně vláken.

4. PŘEHLED MĚŘICÍCH METOD VYUŽITÝCH PŘI EXPERIMENTECH

Jak již bylo popsáno v předchozí kapitole, která shrnuje metody vyhodnocování elektrostatických procesů, optické metody patří k nejvíce vhodným při studiu elektrostatických procesů. Vizualizace procesu přináší cenné informace, a to při zkoumání všech částí procesu: oblasti vznikajícího kužele, stabilní část výtrysku, ale také oblast nestabilit a chování částic v blízkosti sběrače.

Úkolem této práce bylo najít vhodnou metodu, která by splnila všechny požadavky na vizualizaci procesu a zároveň přinesla nové informace o jeho chování.

Elektrostatický proces je ve své podstatě dvoufázové proudění, kdy dochází k rozptýlení kapalných částic do plynu a jejich odlišnému chování.

Dvoufázové proudění je jednou z oblastí výzkumu mechaniky tekutin. Vzhledem ke složitosti sledovaných dějů se nabízí aplikace moderních anemometrických měřicích metod. Optické metody umožňují neinvazivní výzkum, který vyšetřovaný prostor nijak nedeformuje a současně umožňuje kvalitativní a kvantitativní posouzení zkoumaného jevu.

V předchozí kapitole byly popsány bezkontaktní optické metody, které se využívají pro sledování a vyhodnocování elektrostatických procesů. Každá metoda přináší různé náhledy i informace, které mohou být dále vyhodnocovány.

Směr vyhodnocování elektrostatických procesů je zaměřen na *sledování průběhu pohybu částic*, mapování směru a rychlosti pohybu, a také *bezkontaktnímu měření velikosti částic*. V předchozí kapitole byla popsána stereografická metoda, metoda interferenčních barev, metoda interferenčního obrazce, metoda Laserové dopplerovské anemometrie a od ní odvozená metoda Fázové dopplerovské anemometrie.

Byly popsány postupy, výhody a nevýhody jednotlivých metod a z tohoto popisu byly vyhodnoceny požadavky, které by měla splňovat metoda vhodná pro sledování elektrostatických procesů.

Použitá metoda by měla splňovat následující požadavky:

- Sledování pohybu částic pro účely vyhodnocení geometrie elektrostatického procesu.
- Vyhodnocení rychlosti pohybu částic v závislosti na změně vstupních podmínek, tj. napětí, vzdálenost a tvar elektrod, vlastnosti roztoku.
- Nezávislost výsledků měření na okolním prostředí – teplota, tlak, vlhkost, indexu lomu pracovní kapaliny nebo vlnové délce použitého světla a samotného elektrického pole.
- Použitá metoda by měla být bezkontaktní, umožňovat bezpečný přístup z větší vzdálenosti i při detailním vyhodnocování malých oblastí.
- Umožnit studium nestacionárního proudění a vírových struktur.
- Možnost vyhodnocení prostorového uspořádání.
- Umožňovat měření velmi malých i velkých rychlostí pohybu částic.

Mezi vybrané optické metody, které splňují výše uvedené požadavky, patří:

- Metody *Particle Image Velocimetry*, *Interferometry Particle Sizing technique*, *Planar Laser Induced Fluorescence*
- Další metody: stínová metoda, šlírová metoda, digitální holografická interferometrie

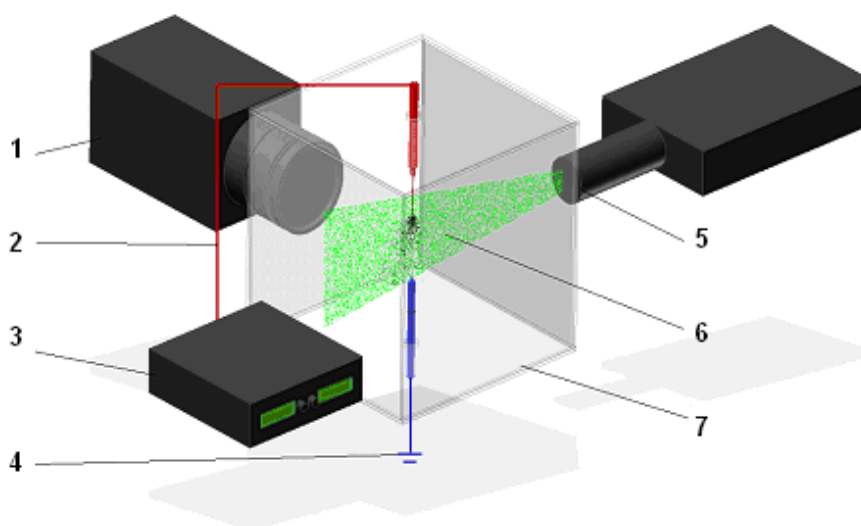
Následující kapitoly hovoří o principu metod využitých při experimentech. Závěrem je uvedena šlírová a interferenční metoda, která přispěla ke kvalitativnímu popisu elektrostatického procesu.

4.1. Principy systému PIV – Particle Image Velocimetry

Významnou skupinou optických metod známých z experimentální mechaniky tekutin jsou Particle Image Velocimetry – *PIV*, Interferometric Particle Imaging – *IPI* a Particle Tracking Velocimetry – *PTV*. Zmiňované metody vycházejí ze základního uspořádání metody PIV (obr. 16). Všechny umožňují měření rychlostního rozsahu od několika milimetrů za sekundu po subsonické rychlosti.

Měření lze provádět v kapalinách i plynech, prostředí však musí být dostatečně transparentní, aby byla zaručena průchodnost laserového světla i možnost snímání proudu kamerou. Zpracované výsledky poskytují komplexní informaci o rozložení rychlostí pohybu částic v daném řezu proudění. Podmínkou měření jsou dva pokud možno navzájem kolmé optické přístupy do měřené oblasti, průhlednost měřené tekutiny a unášené částice. [26]

Základní stavební kámen měřicího systému představuje laserový anemometr PIV firmy *Dantec Dynamics*. Takovým zařízením disponuje Ústav řízení systémů a spolehlivosti na Fakultě mechatroniky, informatiky a mezioborových studií při Technické univerzitě v Liberci. Zařízení patří k nejšpičkovějším a nejmodernějším měřicím nástrojům v oblasti experimentální mechaniky tekutin.



Obr. 16 Uspořádání experimentu s PIV měřicí technikou 1) HiSence 12bit digitální kamera, 2) vodič pro přivádění vysokého napětí od zdroje stejnosměrného napětí, 3) zdroj vysokého napětí, 4) uzemněná elektroda, 5) zdroj světla - NewWave Gemini pulzní laser s válcovou optikou pro rozšíření paprsku na plošný řez, 6) svazek laserového paprsku osvětlující sledovanou oblast, 7) skleněný box.

Rovinná laserová anemometrie – *Planar Image Velocimetry* (PIV) je technika měření, umožňující získat informace o okamžitém rozložení rychlostí v dvourozměrném poli v proudící tekutině. Částice jsou buď součástí proudícího média, nebo se jimi toto médium sytí. Systém zobrazuje a analyzuje částice, které jsou v proudícím médiu vybrány rovinným světelným řezem. Vhodně umístěná světelná rovina je vytvářena

výkonným laserem a systémem optických prvků. Polohy částic v rovině světelného řezu jsou zaznamenány médiem citlivým na světlo, jako je fotografický film nebo CCD detektor kamery. Vyhodnocení takto pořízených záznamů je založeno na elementární rovnici vyjadřující vztah mezi rychlostí, vzdáleností a časem, kde vzdálenost reprezentuje posuv částic unášených proudící tekutinou za definovaný časový interval mezi dvěma laserovými impulzy, resp. záznamy (čas).

Zachycený obraz z digitální kamery (počáteční a koncová poloha částice) je rozdělen do sítě na tzv. vyhodnocované oblasti. V každé vyhodnocované oblasti je vypočtena korelace obrazů, jejímž výsledkem je korelační rovina. Spojnice středu korelační roviny a nejvyššího vrcholu v ní určuje průměrné posunutí částic uvnitř dané vyhodnocované oblasti. Analogicky se provedou korelace ve všech ostatních vyhodnocovaných oblastech. Výsledkem je vektorová mapa zachycující celkovou podobu proudu v daném okamžiku. Rovnici diskrétního výpočtu vzájemné korelace popisuje vztah (4.1). Funkční hodnota $f(k, l)$ představuje intenzitu světla zaznamenaného detektorem na pixelu s pozicí (k, l) v prvním obraze, $g(k, l)$ hodnotu na stejné pozici v druhém obraze.

$$\Phi_{fg}(m, n) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} f(k, l) \cdot g(k + m, l + n) \quad 4.1$$

Důležitou roli hraje při výběru vhodných vyhodnocovacích algoritmů koncentrace částic v měřeném proudu - hustota sycení. Jedná se o podstatné hledisko pro udržení přesnosti měření. Elektrostatické procesy jsou charakteristické vznikem částic, které jsou v proudu velmi dobře oddělené, pravidelně rozptýlené, a které se vzájemně nepřekrývají; jedná se o sycení střední hustoty. I z tohoto důvodu byla metoda PIV zvolena hlavní metodou pro sledování elektrostatických procesů.

Z vlastního principu PIV metody vyplývají některé systematické chyby a omezení. Jednou z takových chyb jsou *ztracené páry*. Při této chybě částice během časového intervalu záznamu vstoupí nebo vystoupí z vyhodnocované oblasti. Obraz takové částice nemá ve vyhodnocované oblasti svůj párový protějšek. Důsledkem této chyby je zvýšení korelačního šumu způsobeného tzv. *náhodnými korelacemi*. Následkem toho může dojít k chybnému výpočtu posunutí resp. rychlosti částic. Tuto chybu lze ošetřit

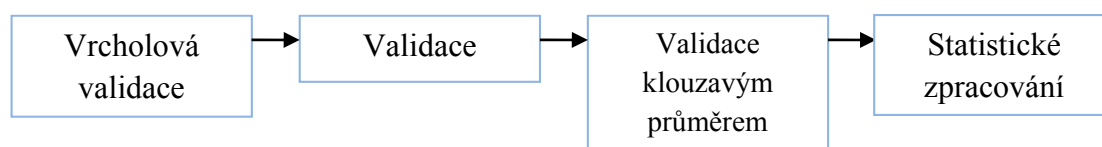
pravidlem maximálního posunutí, které by mělo mít hodnotu pod $\frac{1}{4}$ délky strany vyhodnocované oblasti.

Další systematická chyba vyplývá z hustoty sycení částic. Počet částic uvnitř každé vyhodnocované oblasti ovlivňuje odstup signálu od šumu. Při vizualizaci elektrostatických procesů se setkáváme s tím, že určité vyhodnocované oblasti jsou zasyceny příliš hustě, některé středně a většina velmi spoře, téměř vůbec. Aby nedošlo k nárůstu chyb a chybnému vyhodnocení rychlosti v těchto oblastech, jsou tyto části *zamaskovány* maskovací funkcí. Tato funkce vyloučí vybrané oblasti z dalšího zpracování.

Rozsah měřitelných rychlostí systémem PIV závisí na vhodně zvoleném časovém odstupu mezi jednotlivými expozicemi obrazu. Zásadním omezujícím faktorem použití PIV metody je její měřitelný dynamický rozsah. Tento rozsah je určován maximální a minimální měřitelnou rychlostí. Při vyhodnocování elektrostatických procesů a zejména při měření rychlosti proudění mezi elektrodami vyvolaného pohybem iontů se setkáváme s velmi malými rychlostmi. Minimální měřitelné posunutí souvisí s velikostí obrazu částice. Ta je určena geometrickým zvětšením a difrakcí v optické apertuře. Záznam obrazů je dnes zprostředkován digitálním médium, tj. čipem CCD kamery, z tohoto důvodu je nutné do analýzy velikosti obrazu částice zahrnout i minimální rozlišení čipu. Minimální velikost měřitelného posunutí částice je teoreticky určena efektivním průměrem částice a algoritmu zpracování. Při vzájemné korelaci může být minimální měřitelný posuv i 1 pixel. Pohyb částic při elektrostatických procesech se většinou pohybuje kolem určité hodnoty a rychlostní gradienty ve vyhodnocovaných rychlostech jsou minimální.

Dalším omezením této metody jsou prostorové rozlišení a rozměry vyhodnocované oblasti. Maximální prostorové rozlišení vede ke zmenšení vyhodnocované oblasti. Nejmenší prostorové měřítko, které lze rozlišit, je vždy větší než vyhodnocovaná oblast. Prostorové rozlišení je určováno časovým intervalem mezi expozicemi. Dynamický rozsah roste s rozměry vyhodnocované oblasti. Z těchto dvou požadavků vyplývá nutný kompromis mezi prostorovým rozlišením a dosažitelným dynamickým rozsahem. [27]

V další etapě zpracování naměřených dat se aplikují kontrolní algoritmy na vypočtené vektorové mapy, které redukuje chyby vzniklé měřením a základním zpracováním (obr. 17). V nich se detekují a odstraňují extrémní hodnoty - chybné vektory. Výstupem je vyfiltrovaná vektorová mapa, ze které je možno další analýzou vytvářet proudnice nebo pole vířivosti. [28] Mezi kontrolní algoritmy patří *peak validation*, tj. vrcholová validace, faktor určující poměr mezi dvěma nejvyššími vrcholy v korelační rovině. *Range validation*, tj. validace rozsahů vyžaduje přibližnou znalost zkoumaného jevu. Nastavením jejích hodnot dojde k odstranění prokazatelně chybných a nereálných rychlostí. *Validace klouzavým průměrem* vyhodnocuje vektor v kontextu s nejbližším okolím. Pokud je parametr této validace zvolen nevhodně, může dojít k celkovému zkreslení výsledku.



Obr. 17 Příklad vývojového diagramu pro zpracování naměřených dat.

4.2. IPI - Interferometric Particle Imaging

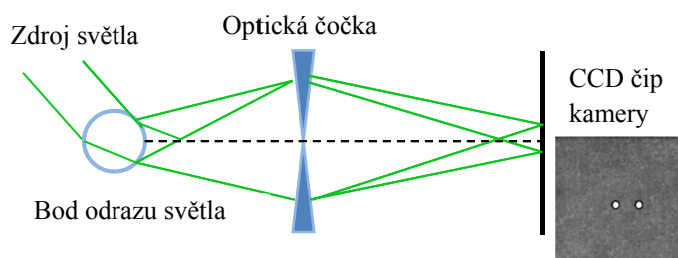
Současné směry experimentálního vyšetřování elektrostatických procesů sledují nejen dráhu a rychlosti pohybu vznikajících částic, ale také současně získávají další upřesňující informace, např. velikost částic v dané oblasti, teplota nebo změna koncentrace pracovní kapaliny.

Technika z rodiny Global Imaging methods, která umožňuje vyhodnocení jak trajektorie a rychlosti pohybu částic, tak jejich okamžitou velikost v dané oblasti, se nazývá *Interferometric Particle Imaging* – IPI.

V literatuře je tato technika označována různými názvy: Planar Mie Scattering Interferometry, Mie Scattering Imaging, Planar Interferometric Imaging, Interferometric licht Imaging for Droplets Sizing nebo Interferometric Particle Imaging, ale v podstatě se jedná o totožnou metodu. [29][30]

IPI je systém pro měření částic založený na laserovém paprsku a kamerách, stejně jako *PIV*, umožňující měření rychlosti proudění a současně velikosti částic v celé vyhodnocované oblasti.

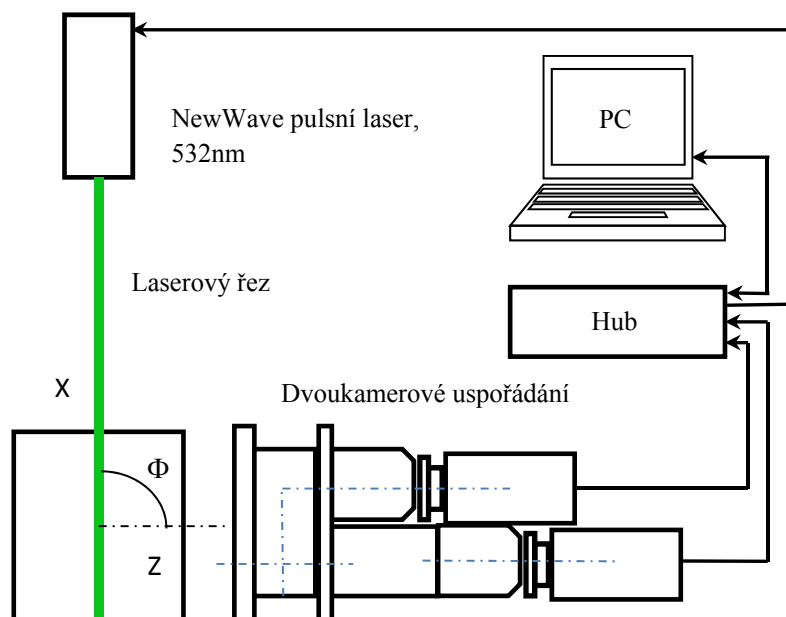
Měřicí princip je založen na detekci světla rozptýleného a lomeného na jedné kulovité částici v laserovém řezu, který je pak zobrazen kamerou (obr. 18).



Obr. 18 Princip vzniku dvou bodů průhlednou částicí.

Zaostřený obraz částice osvětlené koherentním laserovým řezem bude vypadat jako dvě světlé tečky. Tyto tečky vznikají odrazem světla od povrchu a lomem světla uvnitř částice. Zvýšením míry rozostření nebo snížením prostorového rozlišení kamery obě tečky splynou do jednoho bodu s interferenční strukturou. Podobně jako je tomu při Youngově experimentu je možné určit vzdálenost mezi dvěma body, potažmo velikost dané částice.

Metoda je založena na počítání interferenčních proužků, které je možné detekovat na snímku zachyceném CCD kamerou (obr. 19). Pro optimální optické nastavení je nezbytné, aby světelná intenzita odraženého světla od částice a intenzita světla procházejícího částicí byla stejná.



Obr. 19 Optické uspořádání IPI systému.

Podmínkou použitelnosti IPI metody je transparentnost, homogenita a kulovitost částic. Dobrou kvalitu obrazů lze získat při rozdílných indexech lomu média a okolního prostředí. Dostatečný kontrast interferenční struktury určuje podmínka polohy kamery a závisí také na relativním indexu odrazu, polarizaci a vlnové délce laserového světla.

Velikost částic je určena z prostorové informace proužků. Počet proužků v obraze částice je lineárně vztažen k průměru částice a geometrickému koeficientu (4.2).

$$N_{fr} = \kappa d_p \quad 4.2$$

Pro kapky s indexem odrazu $m > 1$ je geometrický koeficient vyjádřen vztahem (4.3)

$$\kappa = \frac{\arcsin\left(\frac{d_a}{2z}\right)}{\lambda} \left(\cos\left(\frac{\phi}{c}\right) + \frac{m \sin\left(\frac{\phi}{2}\right)}{m^2 + 1 - 2m \cos\left(\frac{\phi}{2}\right)} \right), \text{ kde} \quad 4.3$$

d_p průměr částice,

κ geometrický koeficient,

N_{fr} počet interferenčních proužků,

- z vzdálenosti světelné roviny a čočky kamery,
 d_a průměr apertury,
 m relativní index odrazu,
 ϕ úhel pohledu.

Minimální velikost částice je dána jedním pruhem, teoreticky stanovitelná ze vztahu (4.4) jako převrácená hodnota geometrického koeficientu.

$$d_{\min} = 1 / \kappa \quad 4.4$$

Maximální velikost částice je určena vztahem (4.5) založeným na Nyquistově kritériu, kdy nejméně dva pixely definují výskyt pruhu.

$$d_{\max} = \frac{n_x}{2\kappa\Delta x} \left[1 - z_r \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z_1} \right) \right], \text{ kde} \quad 4.5$$

- n_x počet pixelů ve směru osy x,
 Δx rozměr CCD pole ve směru osy x,
 z_r pozice kamery za čočkou,
 f ohnisková vzdálenost,
 z_1 minimální rovnovážná vzdálenost.

Z rovnic (4.4) a (4.5) je patrné, že rozsah velikostí závisí na optické konfiguraci (poloze kamery, použité optice) vlastnostech kamery (rozměr CCD čipu, apertura) a relativním indexu odrazu. Citlivost kamery a síla laseru ovlivní kontrast pořízených obrazů a dynamický rozsah velikostí systému. Dalším nezanedbatelným parametrem je vliv přesahu sousedních částic, který se eliminuje následným zpracováním pořízených dat.

Dvokamerový systém

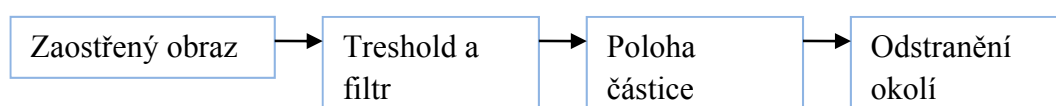
Systém záznamu rozostřených a zaostřených částic je založen na uspořádání dvou kamer, které snímají stejnou oblast. První kamera sbírá zaostřený obraz oblasti, který

slouží k detekci částic a pro určení jejich rychlosti pohybu. Proto běží i v režimu dvojitého obrazu. Druhá kamera snímá rozostřený obraz, který je použit pro vyhodnocení velikosti. Důvody a výhody takové optické konfigurace jsou následující. Kamery jsou umístěny do speciálního nástavce, který nevyžaduje zvláštní kalibraci a nezanáší chybu v důsledku zkreslení obrazu. Tento držák také zajišťuje, aby obě CCD kamery snímaly stejnou oblast měřeného pole. Takový systém uspořádání zajistí ortogonální orientaci obou kamer.

Důležitá je u této metody prostorová kalibrace, která nejen určí měřítko měření, ale také je využita pro vyrovnaní obrazů, pokud není kamera umístěna kolmo k laserovému řezu. Vhodný úhel mezi osou kamery a rovinou laserového světla závisí na směru rozptýleného světla částicí, tzn. na relativním indexu odrazu světla, polarizaci a vlnové délce osvětlení.

Detekce částice

Detekce částice zahrnuje identifikaci každé jednotlivé částice v zaostřeném obraze. Obraz vždy obsahuje šum, proto je potřeba použít filtr, který odstraní určitý stupeň šumu (obr. 20). K odstranění šumu na pozadí je aplikována funkce zpracování obrazu, tj. *thresholding*. Stupeň této funkce může být uživatelsky definován a záleží na konkrétní aplikaci.

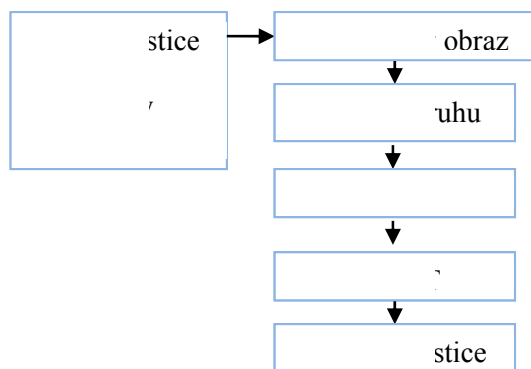


Obr. 20 Vývojový diagram procesu zpracování obrazu při detekci částic.

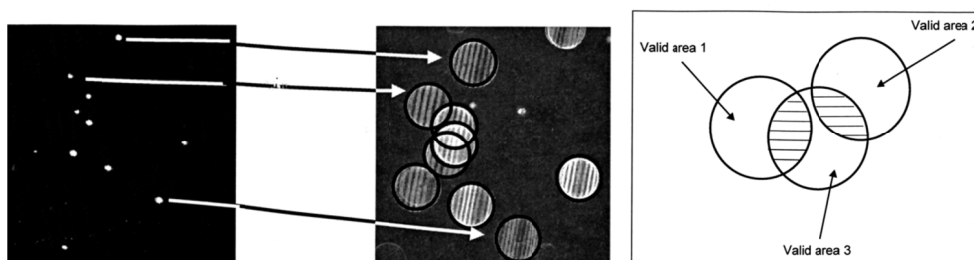
Pokud je částice úspěšně identifikována, je okolí vyčištěno od okolních částic, které sousedí v těsné blízkosti několika pixelů.

Pokud jsou částice identifikovány zaostřenou kamerou, je určena velikost částice z rozostřeného obrazu částice. Z pozice částice je stanovena vyhodnocovaná oblast (obr. 22). Předzpracovaná maska a korelace vyhodnocované oblasti stanoví správnou velikost kruhu, který obkreslí částici. Pokud dojde k určení velikosti kruhu, následuje

výpočet překryvu mezi dvěma překrývajícími se částicemi. Plochy překryvu a oblasti vně částic jsou zamaskovány a vypočítává se zbývající měřitelná oblast. Hodnota překryvu může být ovlivněna a nastavena uživatelem ve zpracovávajícím softwaru. Poté je aplikována 2D FFT na zbývající oblast a 2D Gaussovské interpolace pro určení správného vrcholu lokace. Informace o velikosti je pak získána z FFT spektra (obr. 21).



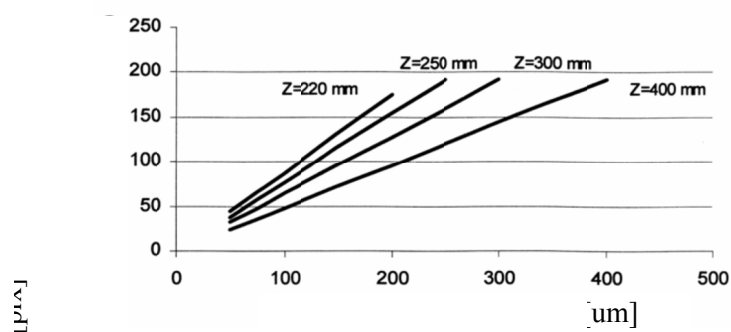
Obr. 21 Vývojový diagram zpracování obrazu na velikost částice.



Obr. 22 Detekce částic a kruhová analýza. Oblast s překryvem částic.

Limitující faktory metody IPI

Velikost měřené oblasti je dána objektivem kamery (ohniskovou vzdáleností a zvětšením). Větší vzdálenost kamery z umožní měření větších částic, ale sníží citlivost při vyhodnocení jejich koncentrace. Maximální velikost částice závisí na maximálním průměru kruhu (rozostřeném obrazu částice) a pracovní vzdálenosti kamery z (obr. 23). Více rozostřený obraz zvýší velikost kruhu, nicméně zvýší se tím i přesah jednotlivých částí, a to limituje jejich koncentraci v proudu.



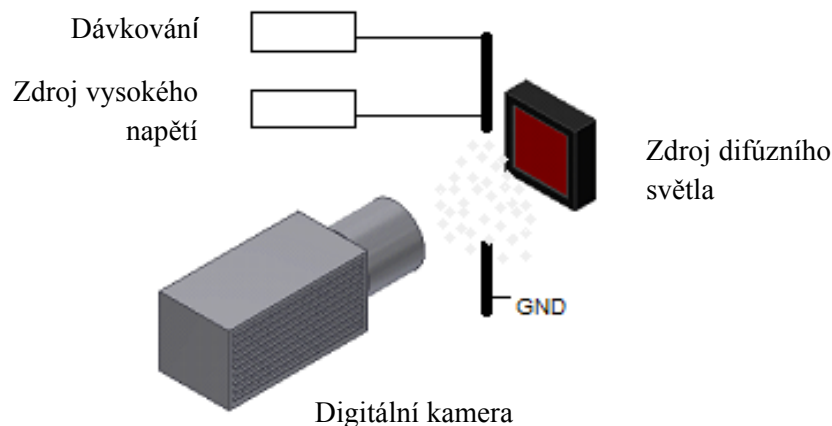
Obr. 23 Efekt maximální velikosti částice a z vzdálenosti a maximální velikosti rozostření.

Koncentrace částic závisí na velikosti měřené oblasti a maximálním rozostření částic. Pokud je koncentrace částic příliš vysoká, bude ve vyhodnocované oblasti mnoho přesahů a částice nebudou vyhodnoceny.

Dalšími limitujícími faktory, které se odrazí zejména v kontrastu a citlivosti obrazu jsou výkon laseru a doba expozice kamery.

4.1. Stínová metoda

Stínová metoda je optická metoda, která umožňuje vizualizovat nehomogenity transparentního prostředí. Uspořádání této metody je jednodušší než šlírové nebo interferometrické metody. Tato metoda je využívána při vizualizaci malých objektů – částic, jejich struktury velikosti. Zdroj rozptýleného světla je umístěn naproti snímáči, tj. digitální kamera. (obr. 24) Zkoumaná částice se jeví jako tmavý dobře ohraničený, kontrastní objekt na světlém pozadí. Rozlišení této metody závisí na použitém zvětšovací systém objektivu kamery a nastavení kontrastu snímání. [32]



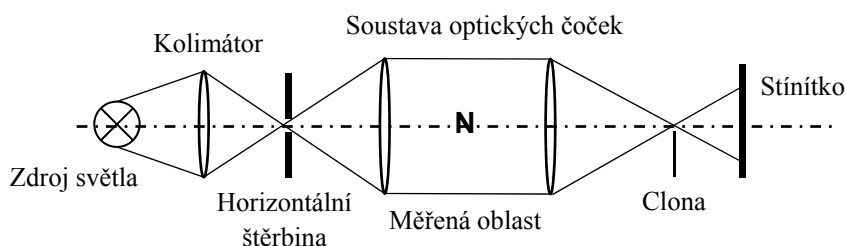
Obr. 24 Uspořádání stínové metody.

4.2. Šlírová metoda

Metoda PIV je založena na sledování pohybu stopovacích částic, které přesně opisují pohyb proudící tekutiny. Právě pohyb sytících částic může do výsledku zanášet chybu. Z tohoto důvodu je dobré použít jako srovnávací metody i techniky, které umožňují vizualizaci proudění bez přítomnosti sytících částic (obr. 25). Tuto podmínku splňuje stínová, šlírová metoda a interferometrie. [31][32][33]

Jedním z úkolů této práce bylo objasnit vlivy okolního proudění na pohyb částic, zejména v oblasti sběrače, kde dochází k zanášení částic mimo sběrač.

Výše zmíněné metody neumožňují vizualizaci samotného proudění, aniž by bylo nasyceno stopovacími částicemi. Pohyb stopovacích částic v elektrostatickém poli může být významně ovlivněn právě tímto polem. Z tohoto důvodu byla v této práci použita šlírová metoda, která umožňuje zobrazit změny indexu lomu v transparentních tekutinách, plynech a pevných látkách vyvolané např. teplotním gradientem, prouděním či korónovým výbojem ve vyšetřovaném prostředí.



Obr. 25 Jednoduchý šlírový systém. N představuje lokální nehomogenitu.

Princip šlírového zobrazení

Mezi hustotou plynu ρ ve vyšetřovaném prostředí a jeho indexem lomu n platí pro danou vlnovou délku světla přímá úměrnost vyjádřena vztahem $n - 1 \sim \rho$

Světlené paprsky se lámou vždy směrem rostoucího gradientu n , kde je prostředí nejhustší.

Jednoduchý šlírový zobrazovací systém se skládá ze světelného zdroje, který je kolimovaný kondensorem na horizontálně umístěnou štěrbinu v ohnisku čočky. Takto je vytvořen svazek rovnoběžných světelných paprsků mezi spojnými čočkami – vyšetřované oblasti. Dále jsou paprsky promítnuty na stínítko. Postupným zacloněním ohniska čočky ostrím stínítko tmavne. Odchýlený paprsek se na tmavém stínítku projeví lokálním zesvětlením (obr. 26).

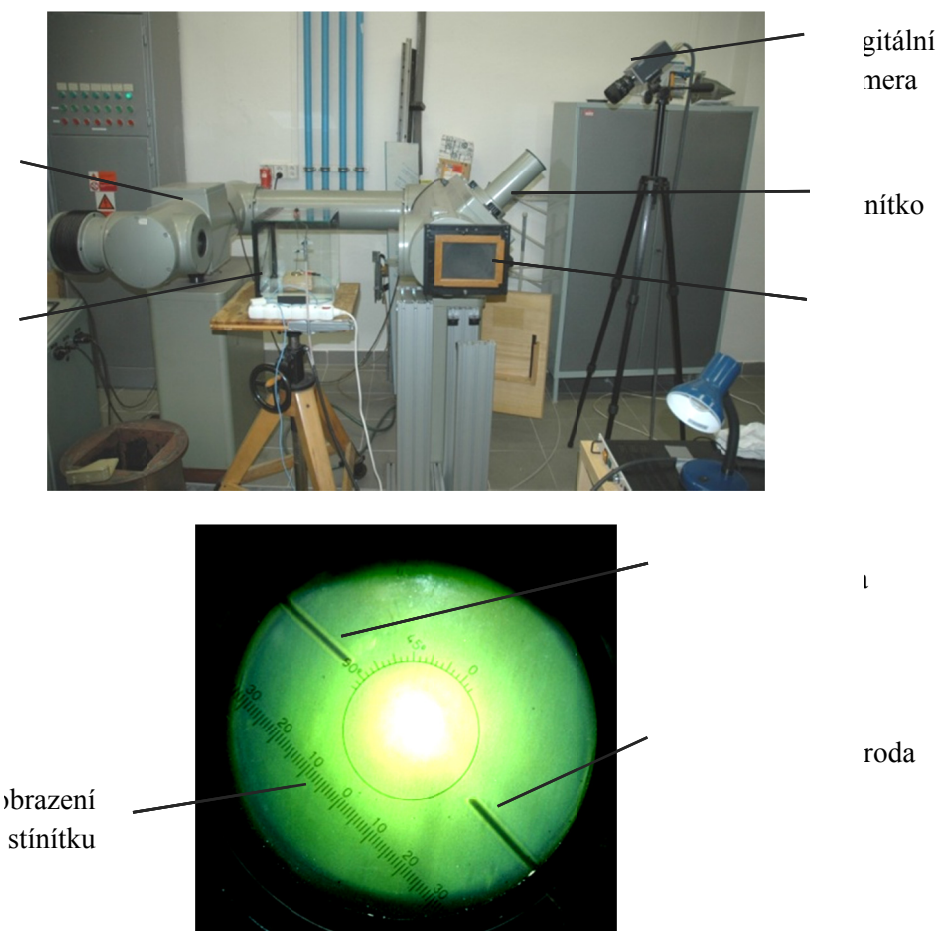
Změnu základního osvětlení způsobí nehomogenity, které splňují následující podmínky:

- Změna indexu lomu ve vyšetřovaném prostředí musí probíhat ve směru kolmém k hraně ostří clony.
- Změna indexu lomu nesmí být příliš velká, aby se zaostřená plocha zcela neposunula mimo plochu clony, nebo naopak celá padla na neprůhlednou plochu (podmínka zachování dynamického rozsahu).

Základní uspořádání s jednou horizontální štěrbinou zobrazí jen svislé gradienty n . Pro zobrazení změn ve vodorovném směru je třeba hranu ostří a štěrbinu umístit také vertikálním směrem. V zobrazovacích systémech je ostří clony nahrazeno tenkým drátkem orientovaným vodorovně. Tím se zobrazí paprsky odchýlené do směrů nad

i pod drátek. Základní osvětlení stínítka je pak dáno průměrem drátku vzhledem k výšce zaostřené plochy. Je tak dosaženo vyšší citlivosti zobrazení.

Citlivost zobrazení je přímo úměrná ohniskové vzdálenosti čočky a nepřímo úměrná výšce nezacloněné plochy zaostřeného světla. Šlírová zobrazovací metoda je v podstatě lineární. Kontrast na stínítku je přímo úměrný úhlu lomu ε . Linearitu zobrazení ztratíme až nelineárním detektorem obrazu (lidské oko, fotoaparát).



Obr. 26 Uspořádání experimentu, obraz stínítka je snímán CCD kamerou a pohled do stínítka.

4.3. Interferometrické vizualizace

Mach-Zehnderův interferometr je nejčastěji používaným typem interferometr pro měření transparentního prostředí. Holografický interferometr je zařízení, které se skládá z těchto částí: zdroj koherentního světla (He-Ne laser), fotografická uzávěrka, dělič

laserového svazku, půl vlnné destičky, zrcadla, prostorové filtry, čočky, držák s holografickou destičkou, stínítko.

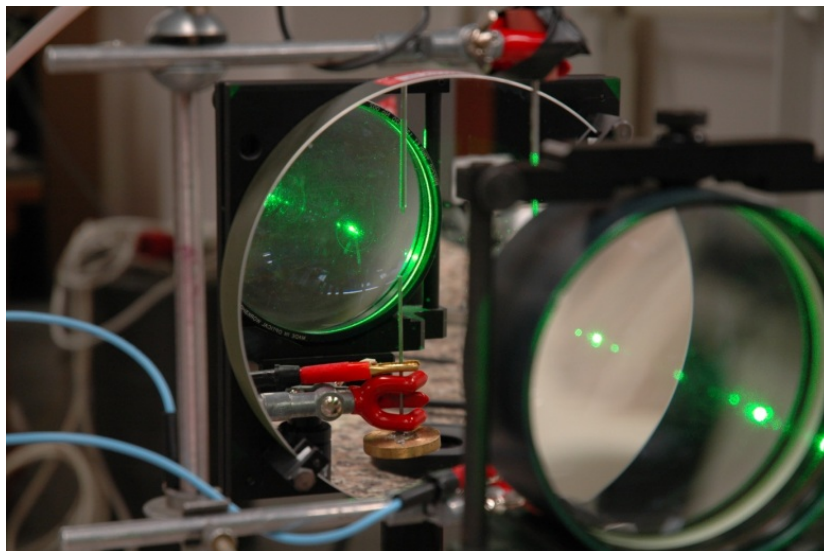
Holografických interferometrů je v současnosti využíváno pro měření např. teplotních polí v plynech nebo výbojích plazmatu. Podmínkou vizualizace je transparentnost studovaného prostředí a rozdílný index lomu. Změna indexu lomu se v průběhu měření projeví jako změna fáze světelné vlny, která měřeným prostředím prochází. Změna fáze světelné vlny je na stínítku zobrazena jako fázové posunutí procházejícího laserového paprsku, které je odlišné oproti referenčnímu stavu. Referenční stav odpovídá holografickému obrazu, který není změněn zkoumaným objektem. Tento původní obraz je využit při následné rekonstrukci dat a při vyhodnocení lokálních změn indexů lomu.

Moderní interferometry zachycují obraz digitální kamerou. Záznamy digitální holografie však mají několik specifických požadavků, které musí být splněny a které omezují měřicí rozsah metody. Nejdůležitějším je prostorové rozlišení CCD čipů.

Pro velmi malé změny fáze je citlivost klasického Mach-Zehnder interferometru nedostatečná. Modifikované nastavení, které vychází z Michelsonova typu interferometru, umožní dvakrát vyšší citlivost. [34][35]

Laserový paprsek je rozdělený polarizačním rozdělovačem *splitter* na dva nově orientované svazky. První svazek je odražen zrcadlem do rozdělovače. První část prvního svazku prochází rozdělovačem do snímače. Druhá část je odražena do kolimačního objektivu. Druhý kolimovaný svazek vstupuje do rozdělovače. První větev je odražena a druhá prochází měřenou oblastí. Za měřenou oblastí je umístěno zrcadlo, které odráží svazek zpět do rozdělovače a prochází větvemi, které ústí až na snímač.

Toto nastavení dovoluje do paprsku projít skrz měřený objekt dvakrát, což má za následek vyšší citlivost. Na druhé straně takové nastavení je komplikovanější a obtížnější na seřízení. V tomto systému dochází k vyšším energetickým ztrátám na rozdělovačích.



Obr. 27 Umístění elektrod mezi zrcadla holografického interferometru

5. NÁVRH EXPERIMENTÁLNÍ SESTAVY PRO STUDIUM STABILNÍHO ELEKTROSTATICKÉHO PROCESU

Průmyslová zařízení, která jsou celosvětově využívána pro tvorbu jak vlákných vrstev určených pro výrobu filtračních materiálů, tak atomizace kapalin, vycházejí ze základního principu jehlového laboratorního zvlákňovače. Laboratorní zvlákňovač se skládá pouze z jedné zvlákňovací kapiláry. Průmyslová zařízení obsahují několik stovek jednotlivých kapilár geometricky uspořádaných v pravidelných celcích, které jsou paralelně zásobovány pracovní kapalinou. Charakteristika elektrického pole, které vzniká mezi těmito nabitými kapilárami, je velmi složitým jevem. Přesný popis průběhů intenzit a gradientů mezi jednotlivými elektrodami přispívá k optimalizaci funkčnosti a zvýšení produkce částic elektrostatických procesů. Přestože chování kapaliny v oblasti vysoké intenzity elektrického pole v okolí nabitě kapiláry bylo již částečně zmapováno, způsob pohybu částic v oblasti kolem sběrače není ještě uspokojivě popsán. V této oblasti je intenzita elektrického pole velmi nízká, téměř nulová a na částice zde působí převážně mechanické síly a síly okolního proudění. Kvůli nestacionárnímu okolnímu proudění je také pohyb částic v této oblasti při určité geometrii elektrod chaotický. Dalšími faktory, které ovlivňují chování částic, jsou elektrické vlastnosti pracovní kapaliny, jako vodivost a polarita [2][15][36][37]. Primárním jevem, který sám o sobě stojí za vznikem proudění média v prostoru mezi elektrodami je koronový výboj. Existence koronového výboje bývá při návrzích experimentálních i průmyslových zařízení často zanedbán a působí nepříznivým vlivem na průběh jak zvlákňovacích tak sprejových procesů.

Aby bylo možné provést měření popisující chování částic pracovní kapaliny v prostoru mezi elektrodami, bylo nutné nejprve sestavit laboratorní zařízení vycházející z principů průmyslových zařízení, které umožňuje optický přístup a odstínění od nežádoucích vlivů okolí, zejména pak okolního proudění.

Další podmínkou experimentálního studia je vytvoření stabilního výtrysku, který je výchozím režimem pro další optimalizaci procesu. Kvůli vytvoření stabilního procesu

byla provedena analýza silového působení na částice v elektrostatickém poli. Tato analýza přispěla k výběru vhodné měřicí metody stanovením limitujících faktorů procesu, zejména pak odhadu rychlosti pohybujících se částic.

V posledním kroku byly stanoveny parametry nutné pro stabilní běh procesu, tj. hodnota stejnosměrného napětí a dávkování vybrané pracovní kapaliny, obojí pak v závislosti na konfiguraci elektrod.

Základním uspořádáním stále zůstává jehlový laboratorní zvlákňovač, a to ve své nejjednodušší podobě.

Pro účely průmyslové praxe byla odvozena vzdálenost osy mezelektrodrového prostoru od stěn boxu, ve kterém jsou elektrody uzavřeny. Tato vzdálenost by měla odpovídat minimálně 1,5 násobku vzdálenosti mezi elektrodami. Takový poměr eliminuje vliv uzemněných stěn boxu na charakteristiku procesu. Optimální vzdálenost stěny boxu od elektrod je pak dvojnásobek mezelektrodrové vzdálenosti.

Vyšší mezelektrodrová vzdálenost přináší delší dobu tuhnutí vláken, tj. vlákna se pohybují stejnou rychlostí při zachování stejné lokální intenzity pole. Tím se zvyšuje podíl úplně vyschlých vláken na sběrači. Toto nastavení však je omezeno právě dosažitelnou vhodnou lokální intenzitou pole, tj. vyšší mezelektrodrová vzdálenost vyžaduje nastavení vyššího napětí na kapiláře.

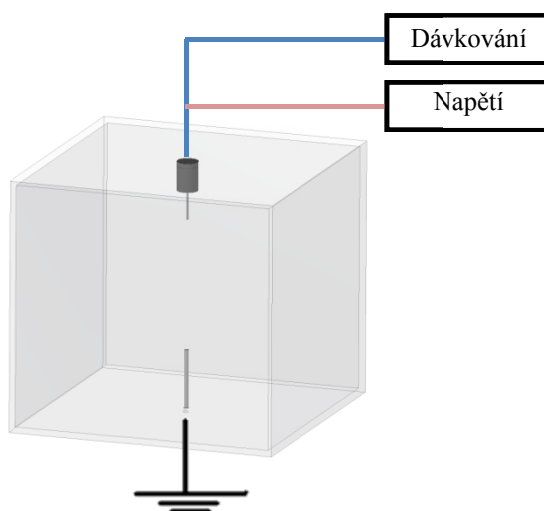
Pro účely tohoto výzkumu byl zakoupen laboratorní vysokonapěťový zdroj s kladným stejnosměrným maximálním napětí 50kV a záporný zdroj o maximálním napětí 25kV. Právě charakteristika vysokonapěťového zdroje byla nejslabším článkem navrhovaného laboratorní sestavy, z toho důvodu mu musela být přizpůsobena i další nastavení. Aby bylo možné dosáhnout zvlákňování viskózních polymerních roztoků, bylo nutné pro dosažení požadované intenzity pole v okolí nabitě kapiláry přivést na kapiláru minimálně 10kV při vzdálenosti elektrod 0,1m. Pro pozorování rostoucího vlivu okolního proudění pak byla tato intenzita ještě zvyšována na maximální hodnotu 25kV. Maximální hodnota použitelného napětí je omezena vznikem výboje. Z těchto základních předpokladů byla navržena maximální pracovní vzdálenost elektrod 120mm a vzdálenost stěn 150mm na obě strany. Vnitřní prostor boxu byl navržen jako krychle o vnitřní straně 300mm. Box byl vyroben z optického skla, tj. kvůli neomezenému

optickému přístupu, a vnitřní strany byly povrstveny antistatickým přípravkem (obr. 28).

Tím, že bylo do boxu zároveň začleněno upevnění elektrod, tyto byly odizolovány a celé zařízení bylo plovoucím, tj. neuzemněným členem.

Elektrody byly do boxu umístěny vnější stranou tak, aby byla vyloučena deformace elektrického pole přítomností vodičů a obnažených napojení. Elektrody byly při průběhu experimentů vždy zaizolovány gumovým izolujícím materiálem.

Skleněný box měl otevíratelnou jednu stranu, kterou byl umožněn přístup pro úpravu vnitřních dispozic experimentu a vyčištění vnitřku boxu.



Obr. 28 Skleněný box pro studium elektrostatických procesů

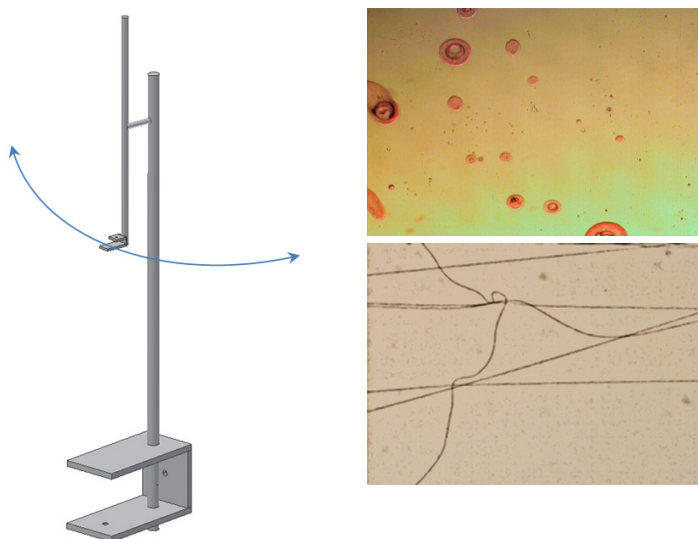
Dalším zařízením, které bylo v této části přípravy experimentů zkonstruováno, byl *sběrač vláken*.

Dříve než mohla být uskutečněna optická měření, bylo nutné seznámit se se vznikajícími produkty používaných pracovních kapalin.

Pokud byla uzemněna sběrná elektroda kolektor o dostatečné ploše, byly vlákna a kapky zachytávány na této elektrodě, v případě bodové elektrody však byla záchytná plocha příliš malá, aby mohla být vzniklá vrstva dále analyzována.

Dalším důvodem pro sestrojení sběrače bylo mapování vznikajících vláken v různých vzdálenostech od kapiláry.

Jako nejjednodušší zařízení vhodné pro účely sběru částic byl navržen kyvadlový sběrač (obr. 29). Aby kyvadlo získalo co nejvyšší rychlost kyvu, byl kloub opatřen tuhou pružinou a rameno kyvadla protizávažím. Na připevňovací plochu kyvadla byla přichycena dlouhá plastová tyčinka, na jejímž konci bylo přilepeno podložní sklíčko. Výška kyvu kyvadla byla nastavitelná, tak aby během jednoho nebo více kyvů došlo k zachytu vláken nebo kapek v určité vzdálenosti od kapiláry. Zároveň rozsah kyvu bylo možno regulovat postranní záložkou vhodně tak, aby nedošlo k poškození skleněného ochranného boxu. Kyvadlo bylo pevně přichyceno k desce pracovního stolu nastavovacím šroubem.



Obr. 29 Jednoduché zařízení pro zachyt vláken a kapek v určité mezielektrodové vzdálenosti s vyznačeným směrem pohybu. Příklad zachycených kapek a vláken.

Jemným impulzem uživatele bylo kyvadlo rozpohybováno, spuštěn elektrostatický proces a zachycována vlákna. Po okamžitém zastavení elektrostatického procesu (vypnutím přívodního napětí a dávkování roztoku) bylo kyvadlo ručně zastaveno a vyměněno podložní sklíčko.

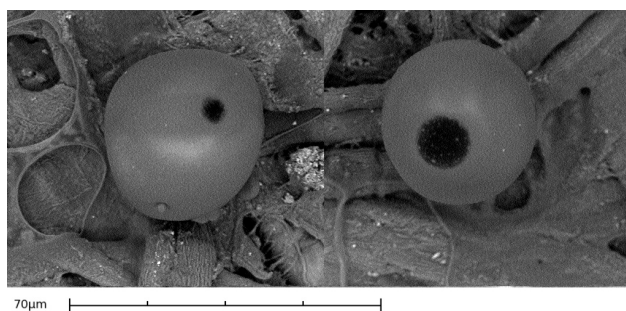
Vlákna zachycená na podložní sklíčko byla dále vyhodnocována optickým mikroskopem. Pro analýzu vláken elektronovým mikroskopem byla vlákna pokovena zlacením.

Při studiu elektrostatického rozprašování byla pracovní kapaliny obarvena velmi koncentrovanými pigmenty. Během zachytu kapiček na podložní sklíčko však docházelo k jejich deformaci a tím i zkreslení výsledků jejich velikostí. V druhé fázi této experimentální činnosti byly kapky zachytávány na porézní hydrofobní materiál. Na hydrofobním materiálu, který byl ve své podstatě velmi jemnou vláknennou vrstvou, si kapičky zachovaly svůj kulovitý tvar.

U takto jemných kapiček byl předpoklad velmi rychlého vypařování rozpouštědla, proto byl experiment prováděn v laboratoři s elektronovým skenovacím mikroskopem FEICO, který umožňuje okamžité vyhodnocení vlhkých materiálů a nevyžaduje předchozí úpravy vzorku.

Kapky vytvořené elektrohydrodynamickou atomizací (obr. 30) dosahují velikosti od 3 μm do 50 μm . Pořízené vzorky byly vyhodnoceny optickým a elektronovým mikroskopem a dále zpracovány obrazovou analýzou.

Hrubé řádové zařazení velikostí kapek rozšířilo seznam vhodných metod pro sledování a vyhodnocování celého procesu. Tímto pozorováním byla vyvrácena domněnka vzniku kapek o velikosti několika nanometrů. Na vyhodnocovaném vzorku bylo nalezeno 2% velmi malých kapek, tj. o průměru méně než 500nm, z celkového množství vyhodnocovaných kapek.



Obr. 30 Snímek částic glycerinu elektronovým mikroskopem FEICO

5.1. Simulace elektrostatického pole v okolí elektrod v navrženém měřicím prostoru

Konfigurace mezielektrodrového prostoru ve skleněném boxu byla navržena s ohledem na bezpečí experimentátora a zároveň tak, aby splňovala základní podmínky elektrostatického procesu, ve kterém se projeví všechny jeho stupně. Maximální vzdálenost elektrod byla omezena vnitřními rozměry boxu a byla nastavena na 0,12m.

Z předchozích pozorování bylo vyvozeno, že vzdálenost 12cm je dostatečná i pro polymery, které vytvářejí velmi dlouhou stabilní část výtrysku, až několik centimetrů, při pracovních napětích nad 25kV.

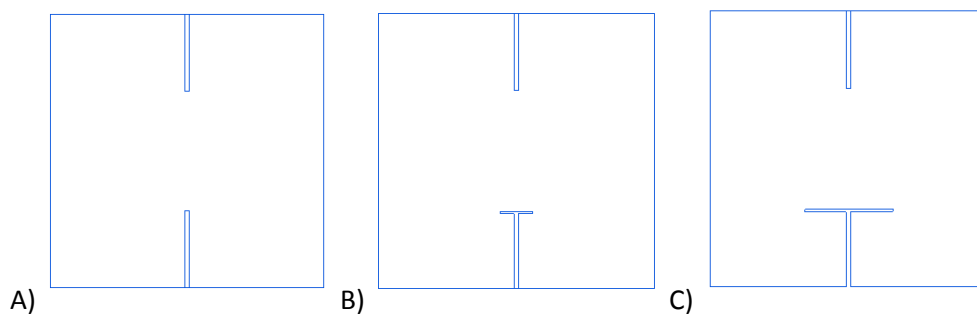
V kapitole 2. *Základy elektrostatických procesů* této disertační práce byly popsány základní vstupní vlastnosti, které musí být splněny. Mezi základní podmínky patří velikost vstupního napětí, resp. lokální intenzita elektrického pole a fyzikální vlastnosti prostoru mezi elektrodami. Standardně je prostor mezi elektrodami vyplněn vzduchem, při speciálních případech může být nahrazen vzácným plynem nebo vakuem.

Vznik Taylorova kužele, stabilní části výtrysku, rozpad výtrysku a pohyb částic je ovlivněn právě lokální intenzitou elektrického pole. Dobrou představu o rozložení intenzit pole poskytuje simulace mezielektrodrového prostoru. Uspořádání elektrod uvnitř skleněného boxu bylo vztaženo k středu boxu a vzdálenost elektrod byla stanovena na 110mm. Napětí, při kterém jsou elektrostatické procesy stabilní, bylo nastaveno na 15kV.

Pro vytvoření modelu uspořádání elektrod uvnitř skleněného boxu a samotná simulace byla vytvořena v programu *QuickFieldTM*, Student Edition, společnosti Tera-analysis, který pracuje na bázi programu Solidworks.

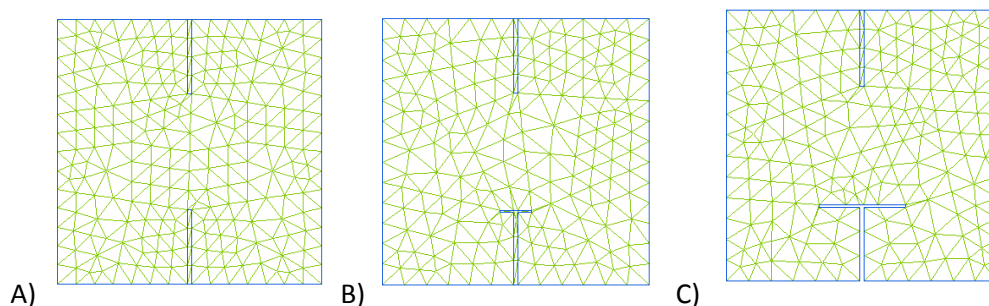
Program *QuickFieldTM* je uživatelsky nenáročný software, který umožňuje modelování 2D elektrických, magnetických a teplotních polí. Limitujícím faktorem programu, jehož studentská licence je pro studenty vysokých škol zdarma, je hlavně tvorba dostatečně jemné sítě.

Prvním krokem tvorby simulací byl zjednodušený 2D náčrtek uspořádání elektrod uvnitř skleněného boxu.

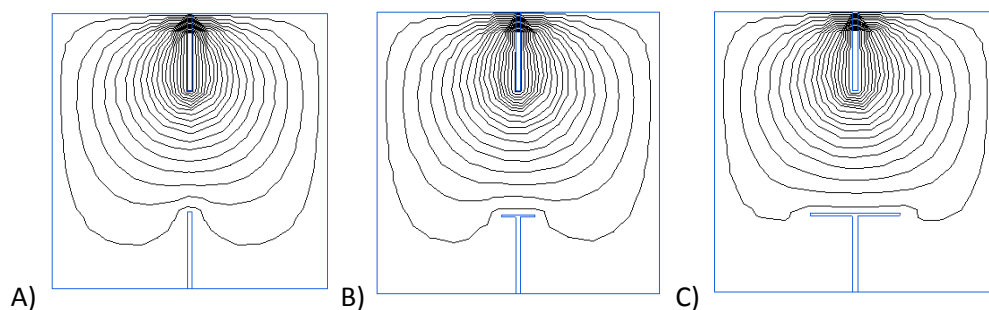


Obr. 31 Simulační schéma uspořádání elektrod A) hrot – hrot, B) hrot – malý disk, C) hrot – velký disk.

Po vytvoření jednoduchých schémat uspořádání elektrod, byly nadefinovány jednotlivé části schémat, a to jako celé oblasti (nabitý hrot, uzemněná elektroda, vzduch), jednotlivé spojovací linie jako okrajové podmínky a také jednotlivé uzly. Po zadání okrajových podmínek, vlastností jednotlivých bloků byla vytvořena síť. Tvorba sítě v programu QuickFieldTM, Student Edition je omezena 256 uzly.



Obr. 32 Vytvořená síť pro jednotlivá uspořádání elektrod.



Obr. 33 Rozložení ekvipotenciál elektrického pole po 800V, vstupní napětí na hrotovou elektrodu 15kV.

5.2. Rozbor sil působících na částici v elektrickém poli

Fyzikální model elektrostatického procesu je založen na dvou jevech. Prvním jevem je odkapávání Newtonské kapaliny, které jsou charakterizovány hustotou ρ , viskozitou μ , permitivitou ε , elektrickou vodivostí K a objemovým dávkováním Q , vertikálně umístěné kovové kapiláry o vnějším poloměru R . Kapky volně odkapávají do prostoru se stejnorodým elektrickým polem o lokální intenzitě E . Pokud kapka překročí maximální objem, který je určen povrchovým napětím γ , dojde k jejímu odtržení od kapiláry. K odtržení dochází v pravidelných časových intervalech. Pokud elektrická síla vnějšího pole přesáhne působení síly povrchového napětí, kapka se změní ve stabilní proud kapaliny – výtrysk. Vlivem vzniku nestabilit na výtrysku dochází v určité vzdálenosti od hrotu kapiláry k jeho štěpení na částice.

Pohyb částic v elektrickém poli je ovlivněn základními silami:

- odporová síla prostředí reprezentována Stokesovou silou

$$F_d = 6\pi\eta r_d v, \quad 5.1$$

η dynamická viskozita prostředí, pro vzduch $1,71 \cdot 10^{-5}$ [Pa.s],

v rychlosti obtékání,

r poloměr obtékané kapky.

- Síla nadnášení vzduchu, dána Archimedovým zákonem 5.2

$$F_a = \frac{4\pi}{3} r_d^3 \rho_a g$$

- gravitační silou

$$F_g = \frac{4\pi}{3} r_d^3 \rho g, \quad 5.3$$

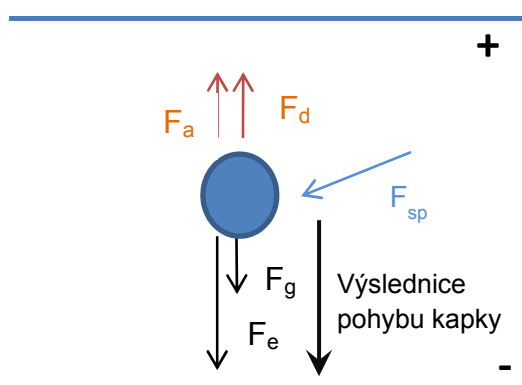
- elektrickou silou

$$F_e = E \cdot q \quad F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_d}, \quad 5.4$$

- Coloumbickou odpudivou silou působící mezi stejně nabitými částicemi.

$$F_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{l^2} \quad 5.5$$

Uvedené síly nabývají různých hodnot v závislosti na velikosti, tvaru částice a lokálních fyzikálních vlastnostech elektrického pole.

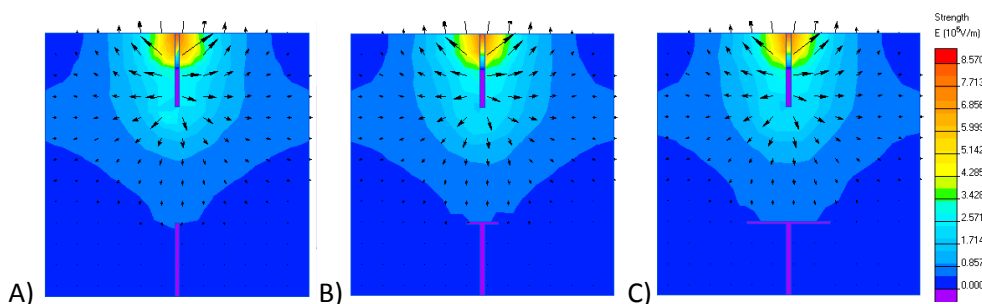


Obr. 34 Rozbor sil působících na kapku v prostoru mezi elektrodami

Částice nesoucí náboj q v elektrickém poli o intenzitě E jsou ovlivněny urychlovány elektrostatickou silou (5.3). Výpočet velikosti elektrostatické síly vychází ze znalosti velikosti náboje na dané částici. V tomto bodě je nutné uvést, že následující vztahy jsou

platné pouze pro kulovité částice. (*Kapka polární kapaliny pohybující se elektrickým polem mění svůj tvar. Prodlužuje se ve směru pole. Tato deformace dosahuje až čtyřnásobek původního průměru. Takový geometrický útvar je značně nestabilní, v extrémních případech se oba konce zašpičatují a v krajním případě jsou z konců vytahována vlákna. Vznik těchto jevů je často doprovázen výbojem mezi elektrodami, tudíž se pohybuje na mezí stability celého procesu. Proces vyžaduje velmi vysokou intenzitu pole, která je v blízkosti nabitě kapiláry.*) Směr vektoru intenzity elektrického pole rozhoduje o výsledném směru pohybu kapky.

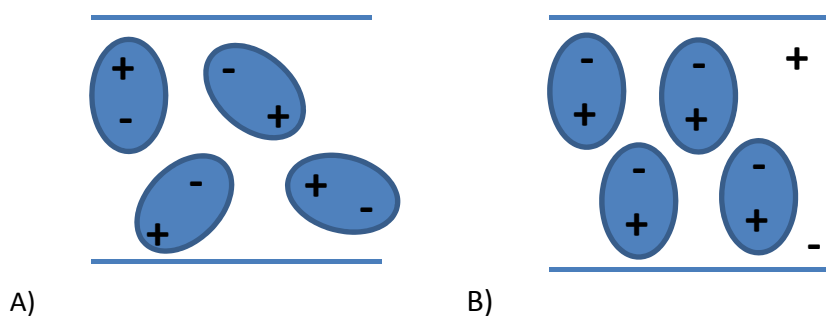
Náboj rovnoměrně rozložený na částici lze odvodit ze základního vztahu (5.4) pro vyjádření lokální intenzity pole v okolí bodového náboje.



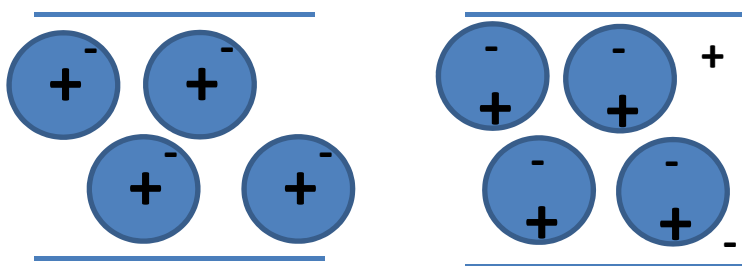
Obr. 35 Skalární mapa rozložení intenzity elektrického pole E [V/m] s vyznačeným vektorem intenzity pole.

$F_E = E \cdot q$, dosazením do vztahu pro vztah intenzity a bodového náboje pro vodivé kapaliny $E \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\epsilon_0}$, pak náboj $Q = E \epsilon_0 4\pi r^2$

Dosavadní modely popisující chování částic v elektrickém poli vycházely z jednotné vnitřní struktury kapaliny. Takové modely jsou použitelné pouze pro testovaný druh kapalin a roztoků. Pro porozumění chování různých kapalin v elektrickém poli je nutné pochopit atomovou strukturu molekul. Touto kapitolou se zabývá obor fyzikální chemie, tj. elektrochemie. [54]



Obr. 36 Chování polární sloučeniny A) volné uspořádání molekul, B) změna orientace molekul, polarizace dielektrika v elektrickém poli.



Obr. 37 Chování nepolární sloučeniny A) volné uspořádání molekul, B) natočení molekul vlivem vnějšího elektrického pole

V současnosti jsou chemické látky rozděleny do dvou hlavních skupin, a to na *polární sloučeniny* (jejich struktura se skládá z kladných a záporných iontů spojených coulombickými přitažlivými silami) a *nepolární sloučeniny*. Obě tyto skupiny sloučenin se vzájemně liší vnitřním uspořádáním, které se makroskopicky projevuje rozdílným chováním.

Polární sloučeniny mají nerovnoměrnou hustotu elektronů. Tato nerovnoměrnost vyplývá z charakteru vazby mezi jednotlivými atomy a navenek se projevuje vytvořením kladného a záporného pólu molekuly. Pokud je taková molekula vložena do elektrického pole, dojde k jejímu natočení, tj. *polarizaci* (obr. 36) a následnému přitahování pólů molekuly k opačně orientovanému náboji. Atomy polárních sloučenin jsou spojeny polární nebo iontovou vazbou, která sama o sobě vytváří stálou polarizaci

nerovnoměrnou hustotou elektronů, která je přítomna bez působení vnějšího elektrického pole.

Pro nepolární látky je charakteristická nízká elektronegativita a umístění elektronů spíše uprostřed vazby, taková vazba je stabilnější (obr. 37). S hodnotou polarizability také souvisí nízká dielektrická konstanta. Zásadním rozdílem pro nepolární látky je absence elektrického dipólu. Chování nepolárních látek v elektrickém poli je pak odlišné od chování polárních látek. Nepolární látka, dielektriku, umístěná do silného elektrického pole se také polarizuje, tím dochází k vychýlení elektronů z rovnovážných poloh a oddálení těžišť kladných a záporných nábojů. Působením elektrické síly vznikne dočasný elektrický dipól, který je vázaný na lokální intenzitu pole. [54] Indukovaný dipólový moment vzniká téměř okamžitě, je nezávislý na teplotě a jeho směr je shodný se směrem pole. K vytvoření polarizace molekuly nepolární sloučeniny je však zapotřebí mnohem vyšší intenzity elektrického pole než u polárních látek, jejichž polarizace vychází již z atomového uspořádání.

$$\mu = \alpha E$$

$$\varepsilon = 1 + \frac{N_A \rho p}{\varepsilon_0 M}, \text{ kde} \quad 5.6$$

M molární hmotnost,

N_A Avogadrova konstanta,

ρ hustota kapaliny,

p elektrická polarizovatelnost molekuly.

Na částici dielektrika umístěnou v nesourodém elektrickém poli působí dielektroforetická síla. Tato síla není vyvolána nábojem na částici, proto působí na i částice, které jsou bez povrchového náboje. Pokud je elektrické pole dostatečně silné, všechny částice vykazují aktivitu způsobenou dielektroforetickou silou. Velikost síly závisí na vlastnostech částice, jejich elektrických charakteristikách, tvaru a velikosti.

Dielektroforetická síla nezávisí na polaritě elektrického pole a jev může být pozorován jak při stejnosměrném tak střídavém přivodním napětí. Pokud je permitivita média větší než částice, pak se částice pohybuje do oblasti se slabším elektrickým polem. Omezením pro působení dielektroforetické síly je velikost částice, obvykle je její působení prokázáno na částice v rozmezí od 1 μm do 1 mm. Na větší částice převažuje působení gravitační síly a na částice menší než 1 μm Brownův pohyb.

Obecný zápis dielektroforetické síly působící na částice je v následujících tvaru:

$$F_{DEP} = \frac{\pi r^2 l_d}{3} \varepsilon_m \operatorname{Re} \left\{ \frac{\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*}{\varepsilon_m^*} \right\} \nabla |\vec{E}|^2, \text{ kde} \quad 5.7$$

r poloměr částice,

l_d délka částice,

ε_m permitivita okolního média,

ε_p permitivita částice,

E lokální intenzita elektrického pole.

Částice, které vznikají při elektrohydrodynamické atomizace jsou kulovité o poloměru r lze vzorec upravit do následujícího tvaru (8.3). Pokud uvažujeme umístění částic různých kapalin do místa o konstantní intenzitě elektrického pole, pak lze tvar rovnice upravit na:

$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi r^3 \varepsilon_p \nabla |\vec{E}|^2 \quad 5.8$$

V oblasti kolem nabitého hrotu, kde je vysoká intenzita elektrického pole, na částice převážně působí síla elektrická, Coulombovská. V oblasti kolektoru, který je uzemněn naopak převládá gravitační a síla odporu prostředí, naopak zcela zanedbatelná je síla

elektrická, která působí až v těsné blízkosti, tj. do jednoho milimetru, od uzemněného sběrače, kterým jsou kapky nesoucí zbytkový náboj přitahovány a tím nepatrně urychleny.

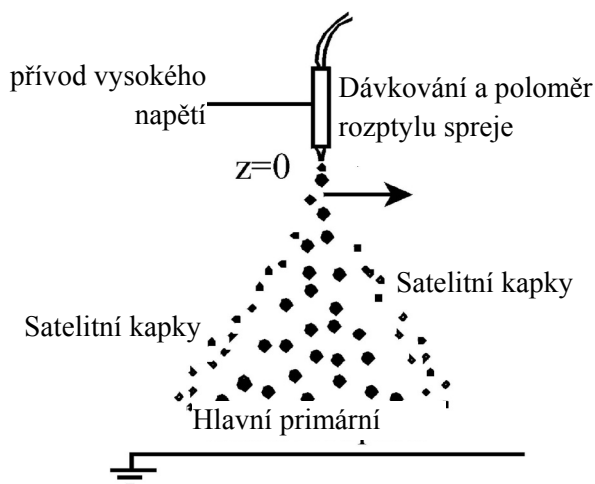
Pozorováním bylo zjištěno, že částice se nepohybují po siločarách, což bylo předpokladem, ale na jejich pohyb působí síla, která je částečně vychyluje z optimální dráhy ke sběrači. Na částice kapaliny pohybující se v plynu působí po směru rychlosti v důsledku vnitřního tření aerodynamická odporová síla. Obecně je tato síla jmenována jako působení sekundárního proudění F_{sp} . Tato síla je vyvolána pohybem molekul vzduchu, vzniklým přítomností korónového výboje.

Další vstupní podmínkou pro popis chování částic v elektrickém poli je znalost jejich velikosti, rychlosti vypařování kapaliny a rozpadu primární kapky. Základní popis elektrostatického děje a odhad velikosti vznikajících částic popsal ve své práci A. M. GAŇÁN [62]. Vztah (5.8) vychází ze základních vlastností pracovní kapaliny a nastaveného dávkování. Vhodné dávkování, které vede ke stabilnímu výtrysku, je závislé jak na vlastnostech pracovní kapaliny, tak intenzitě elektrického pole.

$$d = \left(1,2 \sqrt{\frac{Q \cdot \rho \cdot K}{\varepsilon_0 \cdot \gamma}} - 0,3 \right) \cdot \sqrt[3]{\frac{\gamma \cdot \varepsilon_0^2}{\rho \cdot K^2}} \quad 5.9$$

Q objemové dávkování

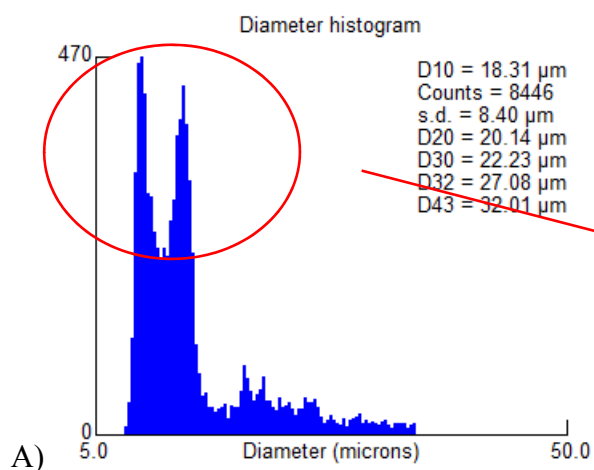
Distribuce velikosti částic při elektrostatických není prostorově rovnoměrná, jak je vidět na obrázku 36. [18] Podle velikosti lze oblasti rozdělit, jako oblast primárních, velkých kapek a satelitních, nebo také sekundárních kapek, které se vyskytují po obvodu kužele částic.



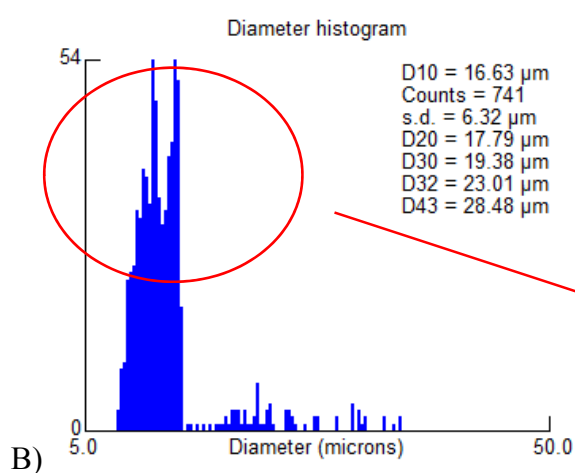
Obr. 38 Rozdělení částic během procesu. [18]

Zjištění velikosti částic v různých vzdálenostech od kapiláry usnadní analýzu sil, které na částice působí. Velikost částic se při základním uspořádání experimentu pohybuje v rozmezí 3 až 50 μm . Elektrostatický proces s takovým rozsahem velikostí částic může být vyhodnocen metodou Global Imaging. Metodou. V této práci byla uplatněna při vyhodnocování velikosti spreje laserová pulsní technika, založená na počítání interferenčních proužků, tj. *Interferometric particle imaging - IPI*. Metoda IPI umožňuje vyhodnocení celé oblasti najednou, tím je získána úplná informace o rozložení a prostorovém vývoji velikostí kapek.

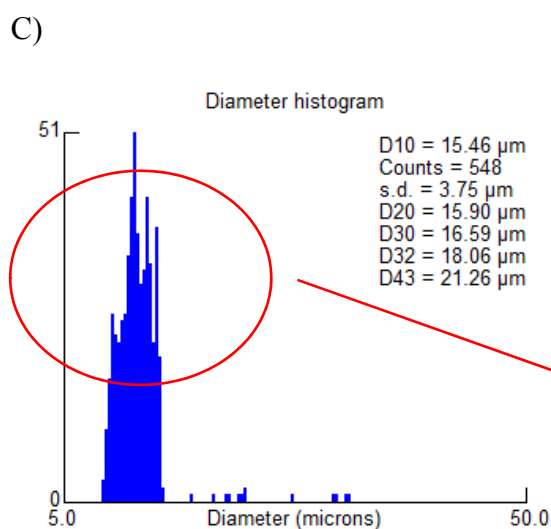
Velikost kapek může být ovlivněna změnou dávkování kapaliny, vodivosti nebo povrchovým napětím pracovní kapaliny a napětím (Obr. 39). Velikost kapek při stabilním režimu lze určit z poměru závislosti náboje dávkování, dielektrické konstanty, hustoty, povrchového napětí pracovní kapaliny a případně doplněné o zpřesňující konstantu, která je charakteristická pro každou kapalinu. Zjištěná distribuce kapek je charakterizována dvěma vrcholy. Maxima odpovídají rozdělení primárních a sekundárních, satelitních, kapek a jsou dobře viditelná také na výsledcích prostorového rozdělení velikosti kapek. Zvýšením intenzity elektrického pole dojde ke změně v rozdělení velikostí částí, aplikace vyšší intenzity, tzn. použití vyššího napětí při zachování elektrodové konfigurace s sebou nese změnu v nastavení dávkování. Nastavení vyššího dávkování pracovní kapaliny vrátí rozdělení velikostí částic do téměř do předchozího stavu.



Dvojité maximum distribuce částic vypovídá o výskytu hlavních primárních kapek o větší velikosti (18 μm) a menších satelitních kapek (10 μm). Tato situace dobře koresponduje s grafickým znázorněním na obr. 52 [18]



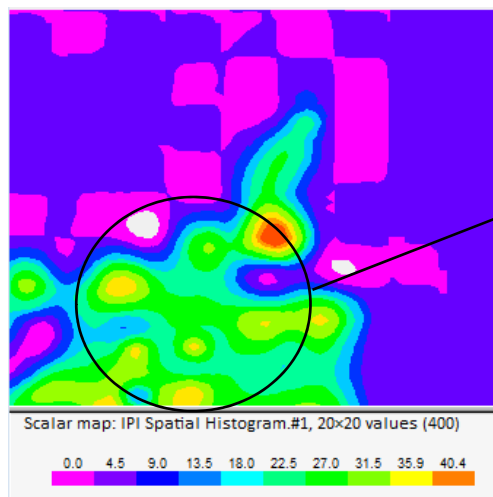
Zvýšením napětí, tj. zvýšením lokální intenzity elektrického pole, dochází k štěpení primárních větších kapek a distribuce částic se zužuje a posouvá s měrem k menším velikostem.



Extrémní intenzity pole vedou k velmi úzké distribuci kapek. Taková distribuce je pro průmyslové aplikace nejžádanější, zároveň však při této intenzitě pole vznikají nestabilní režimy a také narůstají účinky proudění vyvolaného ionizací.

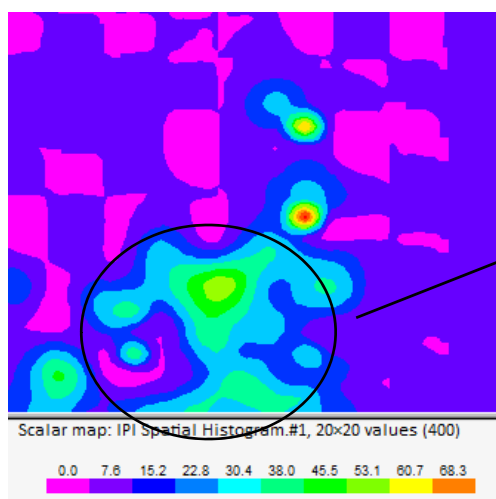
Obr. 39 Rozdělení kapek glycerinu při napětí A) 10kV, B) 17kV a C) 20kV

A)



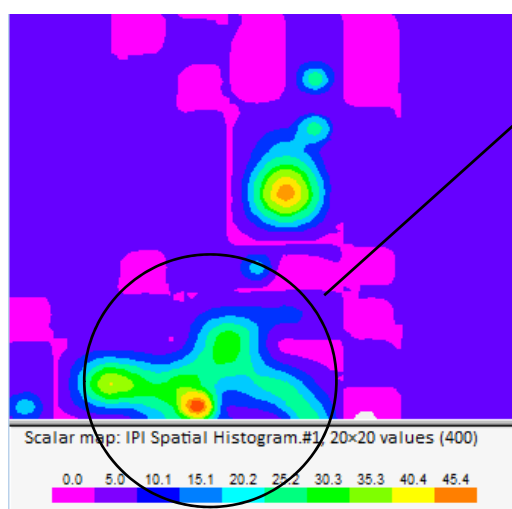
Prostorové rozložení částic naznačuje větší počet částic o větším průměru kolem středové osy procesu a menších satelitních kapek při okraji.

B)



Při postupném zvyšování napětí dochází ke zrovnoměnění prostorové distribuce.

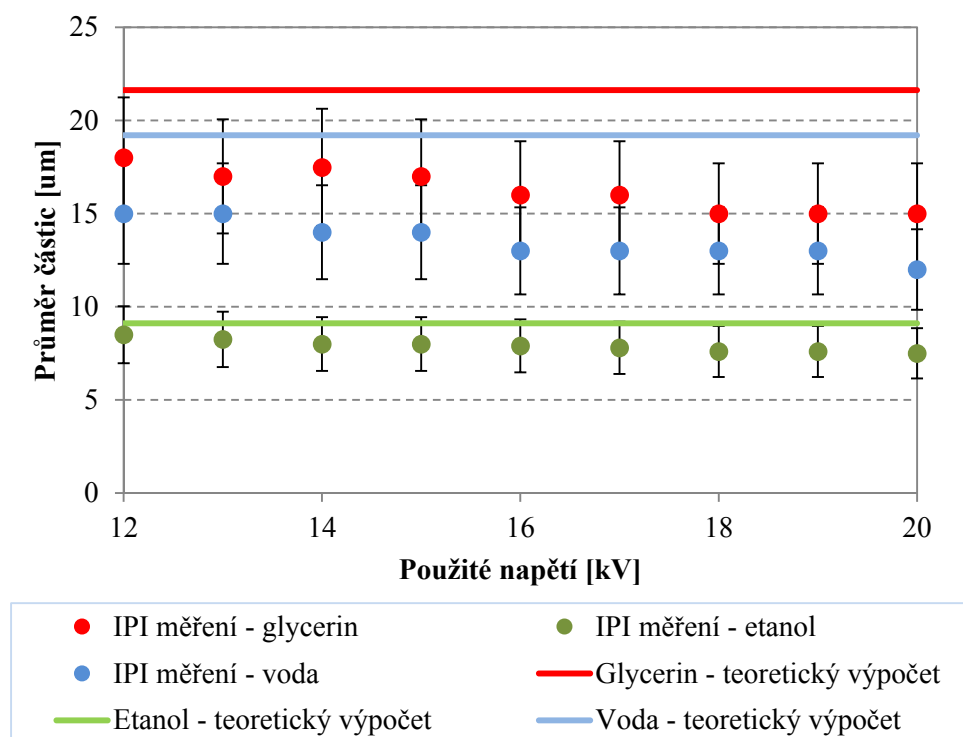
C)



V extrémním případě, kdy je proces přebuzení, vzniká velmi dlouhá stabilní část trysky, která vyplní většinu mezelektrodového prostoru. Tato tryska se rozštěpí ve třetí třetině mezelektrodového prostoru do velmi malých kapek o rovnoměrné distribuci. Proces v této fázi je však většinou nestabilní a přechází do nerovnoměrného odkapávání. Vznik větších kapek se v diagramu prostorového rozdělení zobrazuje oblastí s maximální velikostí kapek, kterými je lokálně ovlivněna.

Obr. 40 Glycerin, změna prostorového rozdělení částic při nárůstu napětí A) 14kV, B) 17kV, C) 20kV

Na histogramech rozdělení velikostí částic je dobře patrné maximum pro dvě velikosti částic, maxima souvisí s prostorovým rozdělením, kde na okraji spreje je vyšší výskyt větších kapek než ve středu spreje. Tento efekt s nárůstem napětím ustupuje. Vlivem nárůstu nestability celého procesu se průměrná velikost částic zvětšuje a částice se nacházejí více v prostřední oblasti spreje. Menší částice, které vzniknou v oblasti s dostatečnou intenzitou pole, jsou vytěsněny na okraj spreje. Při napětích 20kV a zachování konstantního dávkování, tryska již není stabilní, dochází k lokálnímu vyčerpání kapaliny a přerušování procesu.



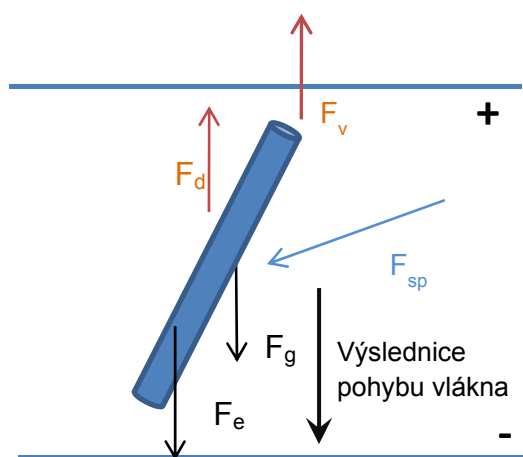
Obr. 41 Závislost průměrné velikosti kapek glycerolu na napětí, porovnání výsledků IPI měření a teoretického odhadu

Vztah (5.8) pro výpočet průměru částic byl porovnán s daty naměřenými metodou IPI (Interferometric Particle Imaging). Měření velikosti kapek bylo zaměřeno na oblast s vysokou intenzitou elektrického pole, kde dochází k primárnímu štěpení kapky, nebo rozpadu stabilní části trysky. Tato oblast se nachází průměrně ve 20mm od konce nabitě kapiláry. Použitím vyššího napětí se zvýší intenzita pole ve zkoumané oblasti a tím změnu velikosti kapek (obr. 41). Z uvedeného vztahu (5.8) není zřejmá vazba mezi

velikostí kapek a intenzitou elektrického pole. Vliv intenzity elektrického pole vyrovnává nastavené dávkování.

Rozbor sil na vlákně

Vlákno vytažené z roztoku působením elektrických sil se v prostoru mezi elektrodami orientuje ve směru gradientu pole tak, aby energie systému byla minimální (obr. 42). Pokud je intenzita pole dostatečná, na povrchu vlákna se indukuje povrchový náboj. Polarita náboje je opačná vůči nejbližší nabité elektrodě. Na rozdíl od kapiček si vlákno svůj náboj podrží i v oblasti mimo maximální lokální intenzitu pole. Indikovaným nábojem, který se nahromadí na konci vlákna, je vlákno přitahováno k opačně nabité elektrodě. Při konfiguraci elektrod o stejně velké ploše je pohyb vlákna usměrněn působící a převládající elektrickou silou. Pokud je plocha elektrod odlišná, začne se projevovat vliv síly vybuzeného proudění. Vlákna nesoucí povrchový náboj se orientují kolmo k povrchu elektrod, síla proudění působí pod určitým úhlem a dráhu vláken vychýlí. Povrch vláken, na který síla působí je větší než u kapek, proto důsledky způsobené touto silou se projevují ve větší míře a také mnohdy vyústí do deformace procesu. Pohyb vláken je navíc omezen silami působícími uvnitř polymerního vlákna, které jeho pohyb zpomalují. Vlákna jsou větrem strhávána a vlivem vírových struktur proudění jsou zaplétána. Rychlost pohybu vláken směrem k uzemněné elektrodě je omezena viskózní silou, která působí proti síle elektrického pole.



Obr. 42 Schéma sil působících na vlákno v elektrickém poli

Vlákna vznikající při elektrostatických procesech jsou tzv. nekonečná. Pokud nedojde k přerušení procesu, např. výbojem, kolapsem, zhroucením vrstvy nebo přerušením vlákna lokální nestabilitou, jsou vlákna vytahována ze stabilní části výtrysku. Vnitřní viskózní síla, která je u polymerů vyšší než u kapalin, pohyb vláken zpomaluje. Míra zpomalení pohybu vláken je tím větší, čím vyšší je viskozita roztoku. Současně je vyšší i odpor prostředí, který souvisí s velkou plochou jemných vláken.

K duálnímu charakteru pohybu vláken v elektrickém poli přispívá i role rozpouštědla. Pokud se jedná polymery rozpuštěné v nepolárních rozpouštědlech, pak je rozložení dipólů je složitější a popis chování vláken v elektrickém poli obtížnější.

5.3. Kritické napětí při konfiguracích elektrod

Pokud není do pracovní kapaliny přiváděno stejnosměrné napětí, pracovní kapalina volně odkapává. Rychlost pohybu kapaliny uvnitř kapky a frekvence odkapávání je dána povrchovým napětím kapaliny a dávkováním. Pokud do kapaliny přivedeme již velmi malé stejnosměrné napětí, dochází k změnám pohybu uvnitř kapky, ale také v jejím geometrickém profilu v důsledku přeskupení hmoty. Kapka se vlivem nárůstu intenzity okolního pole protáhne. Toto chování je patrné jak u polárních, tak nepolárních kapalin, ačkoliv důslednou analýzou geometrických proporcí kužele zde nacházíme rozdíly.

Kritická intenzita elektrického pole v okolí kapiláry (5.10), při které dojde ke vzniku stabilnímu výtrysku je vyjádřena vztahem, který vyjádřil L. B. LOEB [38].

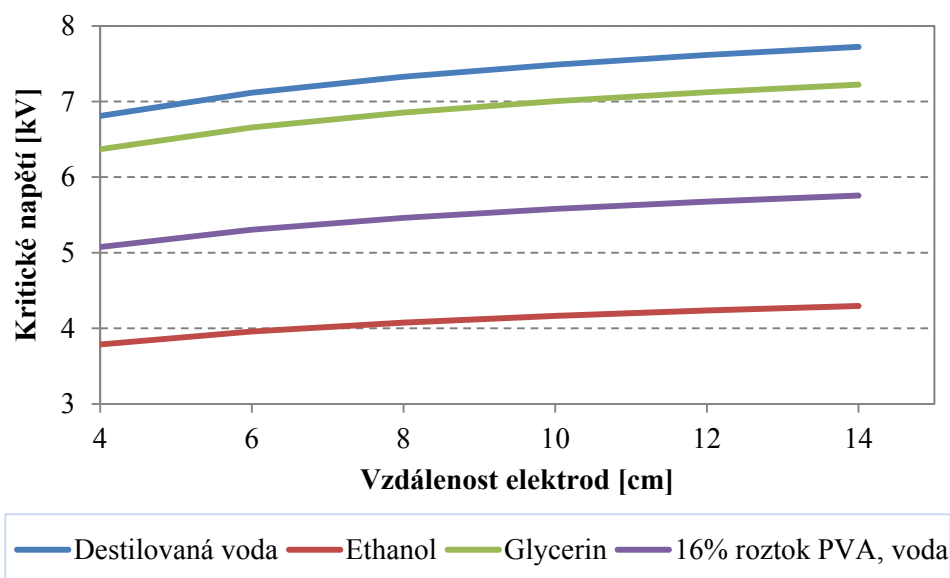
$$E_{kap} = \frac{2V}{R \ln(4H/R)}, \text{ kde} \quad 5.10$$

V rozdíl napětí mezi kapilárou a protielektrodou,

R poloměr kapiláry,

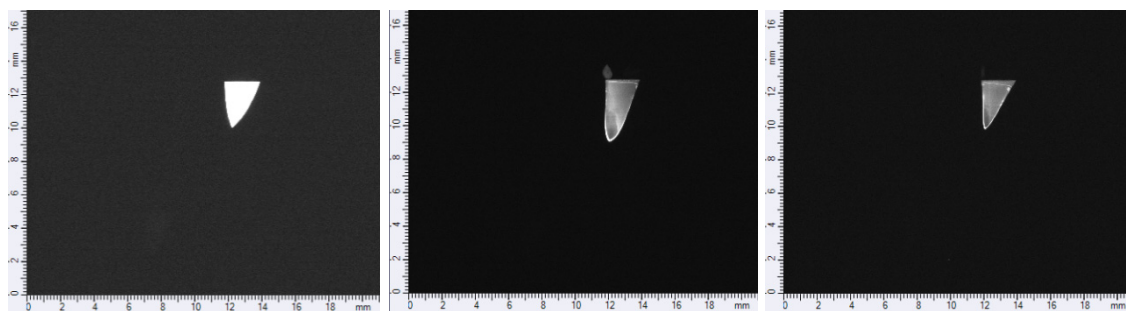
H vzdálenost elektrod.

Při studiu elektrostatických procesů by první podmínka měla vyjádřit kritickou lokální intenzitu pole (obr. 43), při které dojde ke změně volně odkapávající kapalinu v stabilním výtrysku.



Obr. 43 Závislost velikosti kritického napětí na mezi elektrodové vzdálenosti

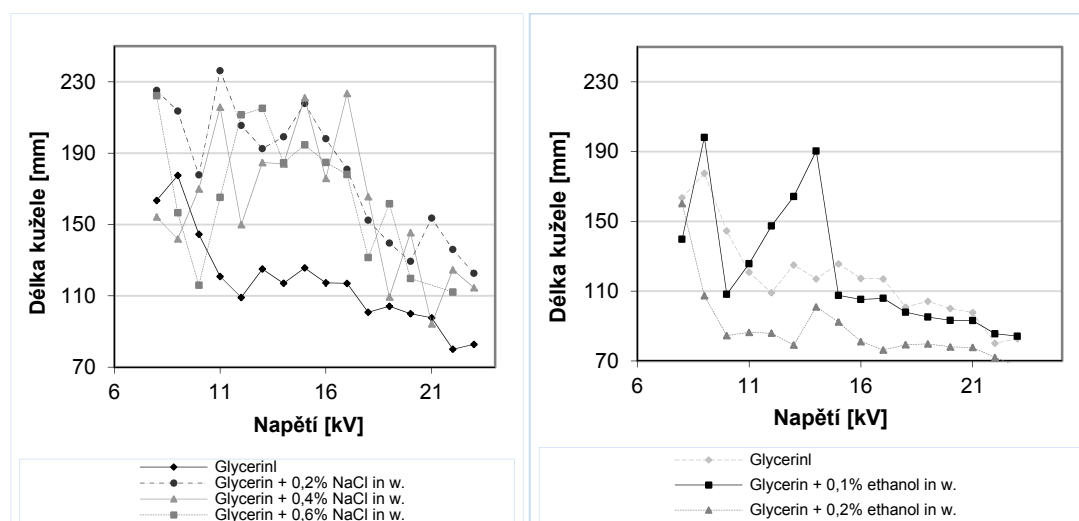
První model popisující základy elektrohydrodynamické atomizace vytvořili Zeleny a Taylor. Taylor ukázal, že stabilní kužel bez výtrysku získává geometrické uspořádání s vrcholovým úhlem $49,3^\circ$, které je v rovnováze. Podle Taylora, formace tenkých vláken z viskózních kapek v elektrickém poli je kvůli maximální nestabilitě kapalného povrchu indukovaného elektrickými silami. Později bylo prokázáno, že úhel při vrcholu kužele a tvar protažení kapky může nabývat různých hodnot v závislostech na vlastnostech pracovní kapaliny od osově symetrického po kosý kužel.



Obr. 44 Vliv vodivosti na tvar Taylorova kužele při zachování konstantního napětí 7kV a vzdálenosti elektrod 60mm. Pracovní kapalina glycerin, vodivostní činidlo roztok NaCl.

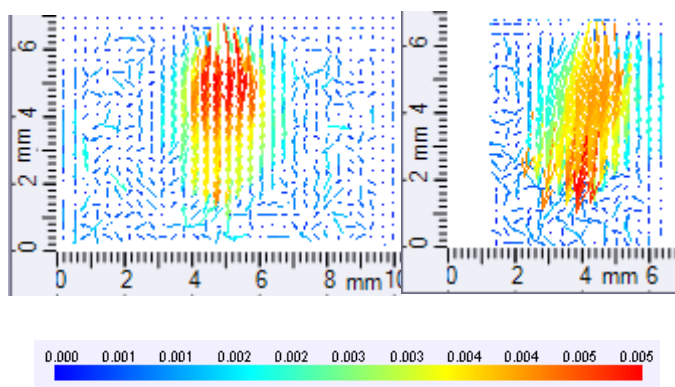
Závěrem této dílčí studie je vyhodnocení vlivu povrchového napětí a vodivosti na geometrickou charakteristiku Taylorova kužele. Zvýšení vodivosti nebo povrchového napětí vede k vyššímu vyčerpání pracovní kapaliny v objemu Taylorova kužele a jeho rychlejšímu zániku, pokud není objem plynule doplněn. Tímto experimentem byl prokázán vliv povrchového napětí a vodivosti na stanovení optimálního dávkování pracovní kapaliny pro zachování stabilního výtrysku, a to již v této první části procesu (obr. 44).

Druhým výsledkem tohoto měření, je důkaz zrychlení odtahu kapaliny z objemu kužele. S nárůstem intenzity elektrického pole v okolí nabitě kapiláry dojde k vyššímu urychlení kapaliny a zvýšení jejího odběru již v primární fázi. Předpokladem je, že tento jev je dále stupňován s tím, jak je výtrysk dále štěpen a urychlován v dalších fázích procesu, proto je nutné na tento stav brát ohled v nastavení dávkování.



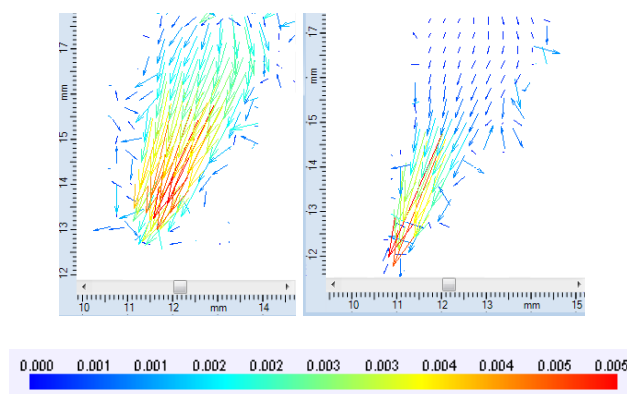
Obr. 45 Průběh závislosti délky Taylorova kužele v závislosti na napětí, vodivosti a povrchovém napětí roztoku

Měření pohybů kapaliny v kuželu bylo realizováno systémem PIV. Digitální kamera byla osazena Olympus Macro objektivem, kterým byla pozorovaná oblast dostatečně zvětšena. Pracovní kapalina byla nasycena monodisperzními fluorescenčními částicemi 3 μ m a 54nm. Tyto částice byly unášeny kapalinou a byl vyhodnocen jejich pohyb (obr. 45).



Obr. 46 Vliv působení vnějšího elektrického pole na rostoucí kapku – pracovní kapalina voda
Při 0kV a 6kV.

V rovnovážném stavu, kdy na kapalinu působí gravitační síla je pohyb kapaliny nejrychlejší při zásobovací kapiláře, s přivedením napětí na kapiláru se kapalina polarizuje a vlivem koncentrace náboje na nejvzdálenějším bodu kapky je tato kapka dloužena a kapalina v této oblasti urychlována vlivem odpuzivých sil mezi náboji.



Obr. 47 Glycerin 13kV, maximální rychlost ve středu kužele 15mm/sec a 16kV s maximální rychlostí při vrcholu kužele 38mm/sec.

Z vektorových map je patrný přesun hlavního pohybu kapaliny z oblasti, která je dotována dávkováním na oblast při vrcholu kapky, kde působí elektrické pole na stejně polarizované molekuly svými odpuzivými silami (obr. 47).

Z kuželu je kapalina odváděna středem a proudí do výtrysku. Při povrchu kužele dochází k velmi malým pohybům vedoucím k mísení kapaliny z povrchu kužele do středu hlavního proudu, jak je tomu u makroskopických pozorování kuželů o průměru

základny několik milimetrů. Vznik tohoto hlavního proudu uvnitř kužele vytvoří vnitřní proud kapaliny, povrch kužele kapaliny je stále odpařován. Tento jev je velmi významný u polymerních pracovních kapalin, protože odpaření rozpouštědla při povrchu kužele způsobí pozvolný kolaps procesu díky zatuhnutí polymeru. Rychlost vypařování rozpouštědla je třeba zohlednit při nastavení optimálního dávkování, pokud je pracovní kapalina složena z polymeru rozpuštěného v těkavé kapalině, např. chloroform.

5.4. Nastavení vhodného dávkování pracovní kapaliny

Pro stanovení optimálního dávkování dané pracovní kapaliny, pokud vycházíme ze známých fyzikálních a chemických vlastností dané kapaliny, neexistuje jednotný popis, který by charakterizoval obecně všechny kapaliny.

Je to zejména proto, že autoři vycházejí pouze z elektrických vlastností kapaliny, zanedbají okolní proudění vzduchu, které urychluje vypařování a veskrze zanedbávají vypařování jako celek. Pokud ovšem pracujeme se těkavými kapalinami, jako je etanol, hexan či chloroform, tato podmínka není zanedbatelná. Protože se jedná o velké zjednodušení celé situace odvozené vzorce, nevedou k opakovatelnému experimentu.

Konstantně nastavené dávkování je důležitým faktorem zjišťování volt ampérových charakteristik procesu. Proud procházející výtryskem závisí nejen na vlastnostech kapaliny, ale také podstatnou měrou na rychlosti dávkování. Průměr stabilního výtrysku se pohybuje 0,6mm při ústí kužele. Pro měření průměru výtrysku byla použita stínová metoda. Využitím této metody lze také pozorovat rostoucí amplitudu nestability v oblasti stabilního výtrysku až po její rozpad. Modelování a předpověď vývoje tvaru kužele v závislosti na použitém napětí. Při vyšších napětích můžeme pozorovat ústup kužele do kapiláry, v extrémním případě jeho úplný zánik. Tento jev je způsoben rychlejším pohybem kapaliny, než je její dotace dávkováním. Zde se projevuje jemná rovnováha mezi nastavením dávkování a použitým napětím. Z toho vyplývá, že obě veličiny se vzájemně rekurzivně ovlivňují.

Pokusy je také výhodné uskutečňovat ve svislé poloze, kdy volné odkapávání nadbytečného množství tekutiny s kapilárou je způsobeno gravitační silou. V této

poloze nedochází k nadměrnému smáčení povrchu kapiláry zejména při nízkých napětích. Tento efekt je možno eliminovat ošetřením kapiláry nesmáčivou úpravou, např. povrstvením Teflonem. Kapilára je plynule zásobena lineární pumpou, která přesně dávkuje rozprašovaný roztok. Konstantní přívod roztoku přispívá ke stabilitě spreje. Rychlost dávkování objemu závisí také na použitém napětí a průměru kapiláry. Pro každé měření je nutné nastavit vhodné dávkování dle vlastností kapaliny: vodivost, povrchové napětí, viskozita.

Pro základní experimentální nastavení rozsahu hodnot dávkování dobře poslouží vztah

$$f = \frac{\gamma \varepsilon_0}{\rho K} \text{ odvozený z rovnováhy relaxačních časů sil působících na pracovní kapalinu.}$$

Tento vztah je odvozen z poměrů relaxačních časů, tj. relaxačního času náboje a relaxačního času viskózního kapaliny. Velmi dobře vyjadřuje chování viskózních a těkavých kapalin, ať se jedná o roztoky polymerů, či čisté látky, např. glycerin, epoxidové pryskyřice.

Při provádění experimentů bylo zjištěno, že dávkování nastavené bylo pro nízko viskózní kapaliny extrémně vysoké. Pokud byla ředící látkou voda, která se při teplotě 21°C vypařuje velmi málo, byl režim procesu velmi nestabilní. Zpětnou opravou procesu tak, aby se nacházel v kuželovitém módu, bylo dávkování upraveno na jednotky $\mu\text{l/hod}$.

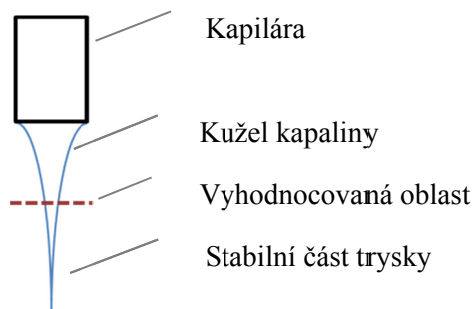
Jednoduše lze dávkování roztoku popsat vztahem, který vyjadřuje závislost mezi přivedeným a odvedeným množstvím kapaliny. Množství odváděné kapaliny závisí na rychlosti pohybu výtrysku a jeho okamžitém průměru.

Základní popis dávkování roztoku je obecně vyjádřeno vztahem (5.11), který je dán závislostí mezi přivedeným a odvedeným množstvím kapaliny. Výchozí podmínkou pro nastavení dávkování pracovní kapaliny vedoucí k zachování stabilního výtrysku je vztah:

$$Q = \pi \cdot r_f^2 v_f \tag{5.11}$$

Tento vztah vyjadřuje množství kapaliny odvedené stabilním výtryskem o průměru r , rychlostí v (obr. 48).

Pro vyjádření základní podmínky bylo nejprve nutné stanovit rychlost proudění kapaliny ve výtrysku a její průměr. Oba parametry byly měřeny ve vyhodnocované oblasti, která byla zvolena při vrcholu Taylorova kužele, kde vzniká stabilní část výtrysku.

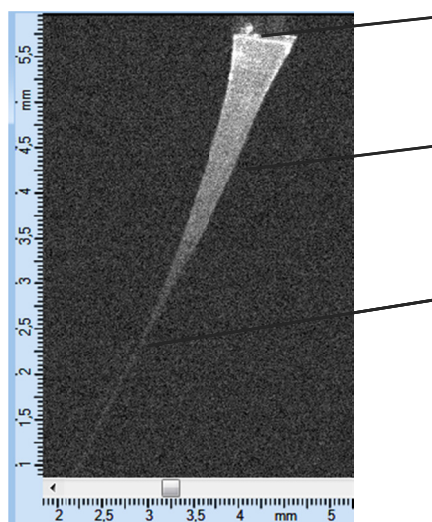


Obr. 48 Schéma měřené oblasti stabilního výtrysku

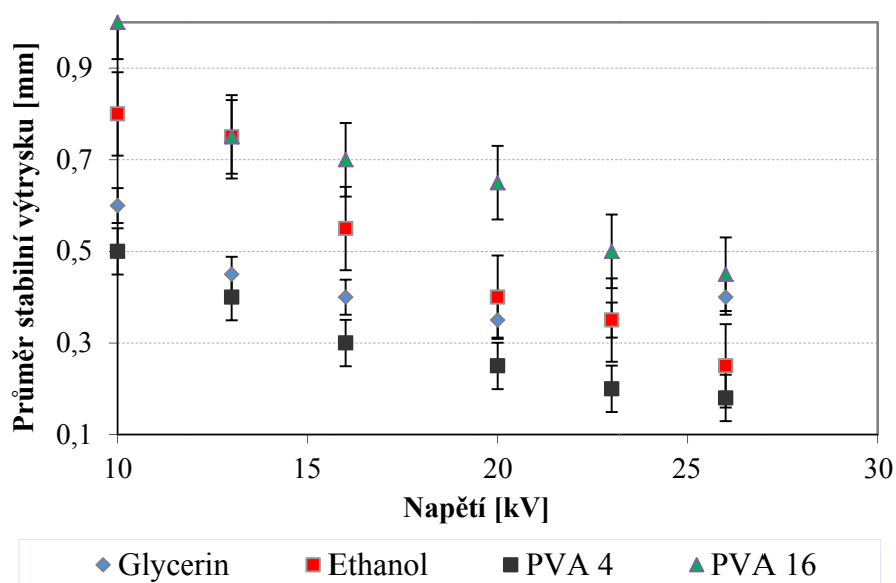
Pro určení charakteristického průměru stabilní části výtrysku byla použita stínová metoda.

Pozorování tohoto jevu bylo provedeno při nulovém dávkování, tzv. zvlákňování z kapky. Pracovní kapalinou byly nejpoužívanější látky: voda, etanol, glycerin, 4% a 16% vodný roztok PVA. Tyto chemicky čisté látky byly vybrány díky svým specifickým vlastnostem. Vybrané kapaliny disponují odlišnými vlastnostmi, tj. povrchové napětí, vodivost, viskozita, hustota, a zároveň jsou vzájemně neomezeně mísitelné. Každá z nich se používá jako rozpouštědlo při přípravě zvlákňovacích roztoků a ze specifík jejich chování při elektrostatických procesech lze usuzovat na chování zvlákňovacího roztoku, při kterém jsou nejméně z 80% zastoupeny. PVA jako zástupce polymerů běžně používaný při elektrostatickém zvlákňování je biodegradabilní, zdraví neškodný, tkáňově odbouratelný polymer. Při experimentu byla použita kapilára o průměru 0.8mm. Vzdálenost elektrod kapilára – hrot byla 120mm. Kladné stejnosměrné napětí bylo přiváděno přímo do roztoku. Při dalším nárůstu napětí kapka zaujme typický tvar kužele. Vizualizace pohybů kapky byla provedena měřicí technikou PIV. Pracovní kapaliny byly syceny vysoko fluorescenčními částicemi velikosti 54nm (obr. 49). Fluorescenční částice jsou ozářeny krátký pulsem laserového světla na vlnové délce 532nm, po skončení záblesku vyzařují světlo na vlnové délce 570nm. Při tomto měření je nutné snímací digitální kameru opatřit speciálním filtrem,

který propustí pouze světlo vyzářené částicemi. Tím se zvýší kvalita obrazu, odlesky laserového světla od stěn kapky jsou odfiltrovány.



Obr. 49 Pracovní kapalina sycená 54nm fluorescenčními částicemi.



Obr. 50 Vliv napětí na průměr stabilní části výtrysku v daném místě s vyznačenými nejistotami měření.

Charakteristický průměr stabilní části výtrysku je závislý na použitém napětí. S použitým napětím souvisí také rychlost proudící kapaliny tímto vyhodnocovaným úsekem výtrysku.

Rychlost pohybu výtrysku byla také měřena při nulovém dávkování. Po zahájení procesu kapka o definovaném objemu po určité době zanikne vlivem vyčerpání kapaliny výtryskem. Protože rychlost pohybu výtrysku není ovlivněna dávkováním, tímto měřením získáváme hodnoty, které nejsou ovlivněné působením hydrostatické síly. Působením vnějšího elektrického pole je vyvolána rychlost pohybu výtrysku až 70m/s, z tohoto důvodu může být zanedbán vliv působení gravitační síly pro tuto oblast (obr. 50).

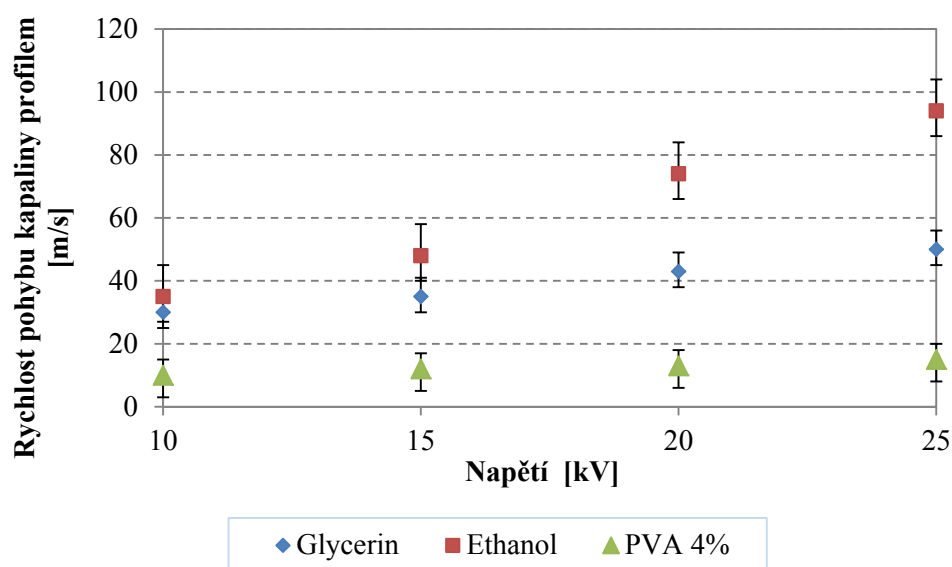
Rychlost pohybu výtrysku závisí na použitém napětí, tj. působením vnějších elektrických sil, ale také působením gravitační síly na odkapávající kapalinu.

Vyloučení gravitační síly bylo také potvrzeno opačně zapojeným experimentem, tzv. elektrostatickou fontánou, kdy rychlosti pohybu segmentů výtrysku byly totožné.

Pro zjednodušení je dobré rozdělit vyhodnocovanou oblast na dvě části. První oblast zahrnuje ústí kapiláry a kapku - kužel. V této oblasti se energie elektrického pole částečně přemění na tepelnou energii, která je odčerpána vypařováním kapaliny. Druhá oblast obsahuje stabilní část výtrysku, ve které se kapalina pohybuje rychlostí v . V této oblasti se energie elektrického pole přemění na mechanickou - kinetickou energii, která způsobí urychlování výtrysku.

Základem této teorie je, že celá energie elektrostatického pole je vyčerpána na překonání vnitřních sil a intenzita elektrického pole se snižuje s kvadrátem vzdálenosti. Intenzita pole na ústí kapiláry je vyjádřena jako funkce viskozity, vodivosti, permitivity a objemového průtoku.

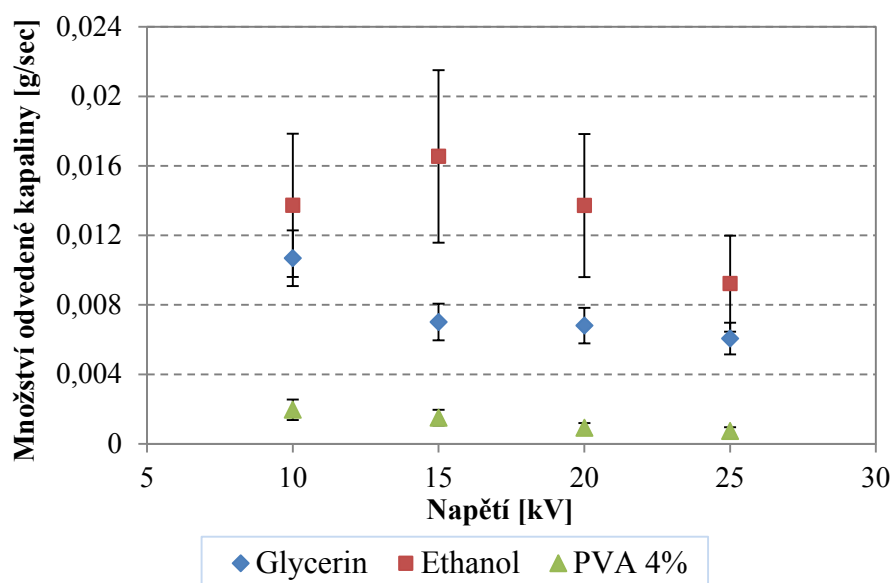
Průměrná rychlost výtrysku se mění se vzdáleností od ústí kapiláry, z tohoto důvodu byla rychlost vyhodnocena v oblasti pořízení záznamu o průměru výtrysku. Se zvyšující se viskozitou klesá obecně průměrná rychlost. Rychlost pohybu kapaliny v místě měření průměru výtrysku je zaznamenána následujícím grafem (obr. 51).



Obr. 51 Rychlost pohybu kapaliny daným řezem v závislosti na napětí

Dalším jevem, který ovlivňuje dávkování kapaliny je vypařování. Stínovou metodou byly zaznamenány geometrické profily pracovních kapaliny při daném napětí.

Hodnota vypařování roztoku z povrchu kužele je o 5 řádů nižší než hmotnost kapaliny, která je odváděna výtryskem. Množství kapaliny odvedené výtryskem vyjadřuje následující graf (obr. 52).



Obr. 52 Nastavení optimálního dávkování pro kapiláru o poloměru 1mm

Graf vyjadřuje optimální dávkování vyjádřená z množství kapaliny odebrané výtryskem a odpařené z oblasti kužele. Ačkoliv se odpařování výrazně neprojeví ve vztahu dávkování, není zanedbatelné při časovém posuzování procesu. V průmyslových aplikacích běží elektrostatický proces i několik desítek minut. Tento čas je již dostatečný k tomu, aby došlo k zatuhnutí kuželu a kolapsu procesu.

Při výpočtu hodnot vypařování vycházím z teplotních údajů měřených bezprostředně před zahájením experimentu. Neuvažuji pokles teploty v důsledku odčerpání tepla z okolí vlivem odpaření kapaliny, která může být také zanedbatelná při dlouhodobém běhu procesu.

Experimentálně bylo ověřeno, že pro těkavé pracovní kapaliny je vhodnější pro nastavení optimálního dávkování vycházet z hodnot, která zahrnují obě tyto podmínky.

Rychlost proudění kapaliny kuželem závisí na lokální síle elektrického pole, množství volného náboje a vlastnostech kapaliny. [39]

Znalost průměru stabilní části výtrysku je důležitá pro nastavení optimálního dávkování.

Délka stabilní části výtrysku se zvyšuje s rostoucí viskozitou, měrným odporem a dávkováním kapaliny. Geometrické vlastnosti stabilní části výtrysku se pohybují

u nízko viskózních kapalin (voda, etanol) od několika mikrometrů, u vysoko viskózních, jako například 16% polykaprolakton a polyvinilalkoholu až několik centimetrů. Stabilní část se po určité délce rozštěpí vlivem působící nestability. Průměr trysky d závisí na vodivosti K a na rychlosti toku v kapaliny, které je nastaveno právě dávkováním. [40][41]

Pro vytvoření stabilního výtrysku musí být splněna podmínka nerovnosti mezi elektrickým relaxačním časem a hydrodynamickým relaxačním časem, tj. $t_e \ll t_h$ [15][42] Z této nerovnosti lze teoreticky vyjádřit průměr výtrysku (5.12), který je charakteristický pro pracovní kapalinu o určitých vlastnostech.

$$d = \sqrt[3]{\frac{\gamma \varepsilon_0^2}{\rho K^2}}, \text{ kde} \quad 5.12$$

γ povrchové napětí mezi roztokem a vzduchem,

ε_0 permitivita vakua,

ρ hustota,

K vodivosti pracovní kapaliny.

Tento vzorec vyjadřuje hodnotu průměru při stabilním režimu procesu a optimálním nastaveném napětí. Průměr výtrysku je však také závislý na napětí, které je přiváděno na kapiláru nebo do roztoku, protože zvýšení lokální intenzity elektrického pole zvýší i rychlost pohybu kapaliny výtryskem. Pokud je objem kapaliny dávkování pracovní kapaliny konstantní, dojde k zúžení průměru výtrysku, z důvodu zachování konstantního objemu.

Hodnoty průměrů stabilního výtrysku získané tímto výpočtem jsou pro etanol 0,5mm, glycerin 0,4 mm, 4% roztok PVA 0,3 mm a pro 16% roztok PVA 0,8 mm.

Vypočtené hodnoty se shodují s hodnotami naměřených experimentem, ačkoliv jsou stanoveny a platné pouze při kritické hodnotě napětí, nikoliv při překročení stabilního režimu a dosažení okrajového nebo mnohačetného režimu.

Průměr výtrysku je podložen setrvačností kapaliny, tj. kinetickou energií trysky, která se v počátečním bodě vzniku výtrysku rovná povrchovému napětí kapaliny. (5.13)

$$\frac{1}{2}\rho v^2 \approx \frac{\gamma}{r_f}, \text{ kde} \quad 5.13$$

ρ je hustota kapaliny,

γ povrchové napětí kapaliny,

v rychlost pohybu kapaliny,

r_f poloměr výtrysku.

Vyjádřením rychlosti pohybu kapaliny výtryskem (5.14)

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma}{\frac{d}{2}\rho}} \quad 5.14$$

Dosažením za průměr výtrysku d z předchozího vzorce získáme vztah (5.15)

$$v = 2^3 \sqrt{\frac{\gamma K}{\varepsilon \rho}} \quad 5.15$$

Mezi prouděním kapaliny v stabilní části výtrysku a prouděním dávkovací kapilárou je vyjádřeno rovnicí

$$Q_k = Q_f, \text{ kdy } Q_f = \frac{\pi \gamma \varepsilon}{2 \rho K} \quad 5.16$$

Experimentální měření ukázala, že průměr stabilní části výtrysku není závislý na průměru použité kapiláry. Z tohoto vztahu lze zpětně vyjádřit průměr vzniklého výtrysku a rychlost proudění výtryskem. (5.17) Problém je v nastavení optimálního dávkování.

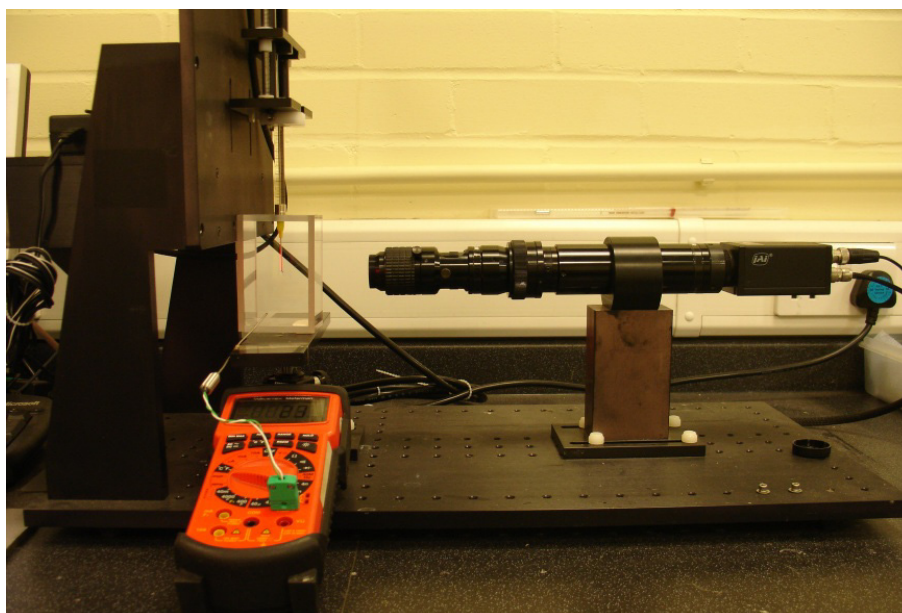
$$Q_f = d_f^2 \cdot v_f$$

5.17

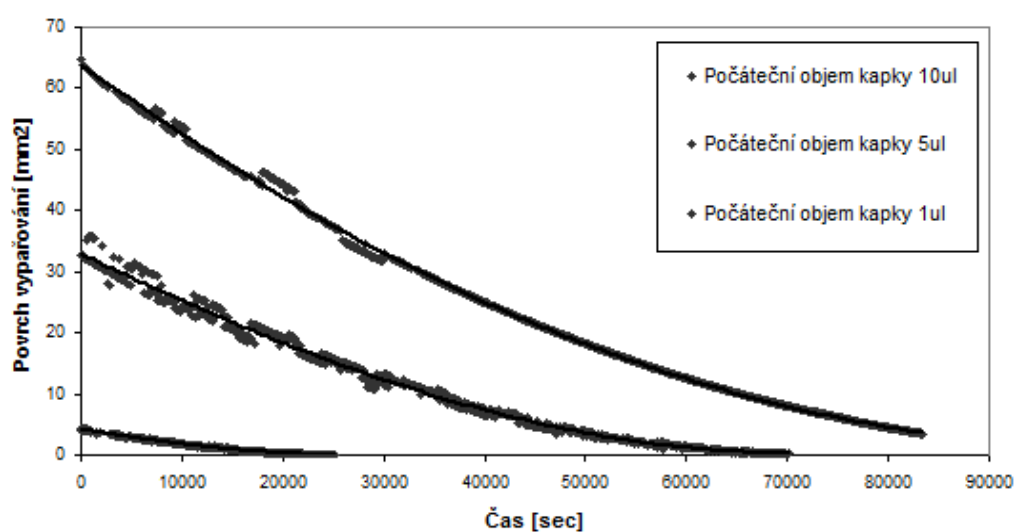
Pro úplné vyjádření vhodného dávkování je třeba do této rovnováhy započítat rychlost vypařování kapky. Během času, který je nutný k vytvoření kapky, dochází k jejímu odpařování. Kapka se zmenšuje a proto dávkování, které vede k vytvoření optimálně velké kapky za stejnou časovou konstantu je větší.

Míra vypařování kapaliny závisí na vlastnostech kapaliny - molekulové hmotnosti a teplotě, na podmínkách okolního prostředí - rychlost proudění okolního vzduchu, vlhkost, teplota, tlak. V uzavřených prostorech je určité nezanedbatelné proudění okolního vzduchu. Toto proudění má vliv na odpařování kapaliny jak z povrchu kapky, tak kužele. Při elektrostatických procesech dochází vlivem korónového výboje k masivnímu pohybu iontů, které naráží do molekul okolního vzduchu a tím vzniká proudění, jehož účinek zvýší míru vypařování rozpouštědla v oblasti Taylorova kužele.

Obr. 54 Rychlost vypařování kapek polyvinyl alkoholu ukazuje rychlost vypařování kapalin různě velikých kapek, doku nedojde k jejich úplnému odpaření. Měření bylo provedeno v rámci pracovní stáže na universitě v Sheffieldu, tenziometrem First Ten Armstrong. Tento tenzometr pracuje na principu stínové metody, kdy jsou kapky nebo bublinky prosvěcovány difúzním světlem. V ose světla a vyhodnocované oblasti je umístěna kamera osazená makro objektivem. Systém je propojen s počítačem, který řídí snímání obrazů a umožňuje jejich analýzu prostřednictvím programu *FTA32* (Obr. 53). Softwarová analýza pořízených záznamů vychází z geometrie kapek vlivem povrchového napětí. Touto metodou byla měřena rychlost vypařování různě velikých kapek při teplotě 23°C a vlhkosti 45%. Celé měření bylo provedeno v klimatizované místnosti a uzavřeném boxu.



Obr. 53 Zařízení na měření povrchového napětí FTA



Obr. 54 Rychlost vypařování kapek polyvinyl alkoholu o objemu 1, 5, 10 μl

Z těchto měření vyplynulo, že kapka, která svým povrchem přibližně odpovídá velikosti Taylorova kužele, se úplně odpaří za 3 hodiny (Obr. 54). Tato situace nastává v ideálních podmínkách s vyloučením okolního proudění za konstantní teploty a vlhkosti.

Rovnice rychlosti vypařování vyplývající z energetické rovnováhy na povrchu kapky a rovnice pro přenos hmoty difúzí (5.18)

$$N_c = k_c S M_k (C_s - C_g), \text{ kde} \quad 5.18$$

N_c rychlost vypařování [kg/s],

S plocha kapky,

M_k molární hmotnost kapaliny kg/mol,

C_s koncentrace látky na povrchu kapky,

C_g koncentrace kapaliny v plynu.

Koncentrace lze vyjádřit pomocí molární plynové konstanty R [J/kmol] = 8314 J/kmol, saturačního tlaku pro danou teplotu kapaliny p_{sat} [Pa], a teploty kapaliny T_k [K]. V rovnici pro určení koncentrace kapaliny v plynu figuruje hodnota aktuálního atmosférického tlaku p_{atm} [Pa], molární plynová konstanta R , aktuální teplota okolního vzduchu T_{vzduch} [K] a konstanta X , která vyjadřuje vliv vlhkosti okolního vzduchu a míru zasycení již vypařené látky. (5.19)

$$C_s = \frac{p_{sat}[T_k]}{R.T_k} \quad C_g = X \frac{p_{atm}}{R.T_{vzduch}} \quad 5.19$$

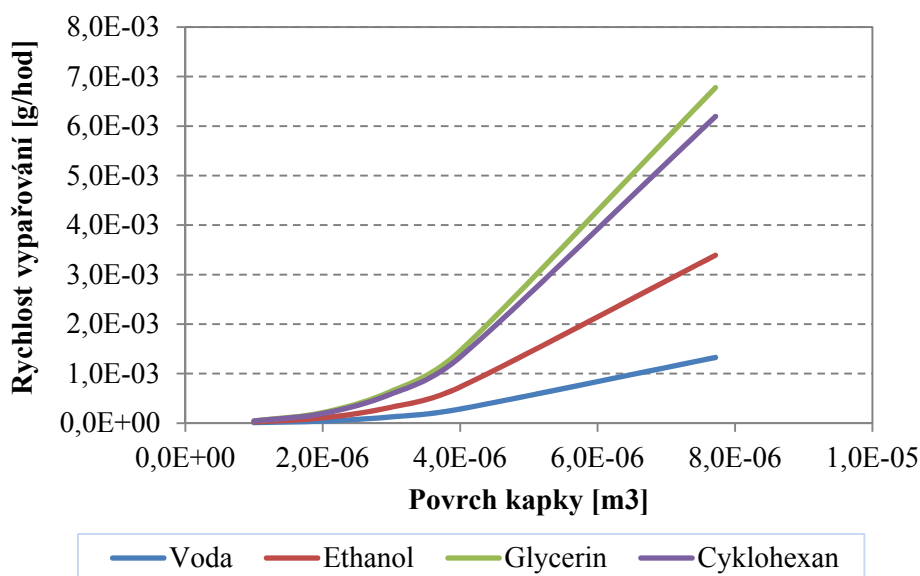
koeficient k_c (5.11) závisí na koeficientu difúze D_g , který má při 23° teplém vzduchu hodnotu $2,5 \cdot 10^{-5}$ m²/s. Rozhodující je i Prandtlovo číslo a Reynoldsovo číslo (5.20). Tato čísla vyjadřují vliv proudění okolního vzduchu.

$$k_c = \frac{(2.0 + 0.6\sqrt{2Re} \cdot \sqrt[3]{Pr})D_g}{D} \quad 5.20$$

$$Pr = \frac{\rho_a \cdot c_p \mu_a}{\lambda} \quad 5.21$$

$$Re = \frac{d_k v \rho_a}{\mu_a} \quad 5.22$$

Prandtlovo číslo vyjadřuje vztah mezi hustotou ρ , měrné teplo při stálém tlaku c_p , viskozitou μ a tepelnou vodivostí λ , všechny hodnoty pro vzduch za dané teploty. Reynoldsovo číslo je (5.22) vyjádřené poměrem průměru kapky d_k , rychlosti proudění okolního vzduchu v , hustoty okolního vzduchu ρ_a [kg/m³] a viskozity vzduchu při dané teplotě μ_a .



Obr. 55 Závislost rychlosti vypařování kapalin na velikosti povrchu kapky

Provedením výpočtu lze odhadnout rychlost vypařování kapky velké $3\mu\text{l}$, což odpovídá velikost počáteční kapky při zvlákňování z kapiláry na jehlovém laboratorním zvlákňovacím zařízení. Při konstantních podmínkách proudění okolního vzduchu 1m/s se objem $3\mu\text{l}$ pracovní kapaliny vody odpaří za 2,3 hodiny, etanolu za 53 minut, glycerinu a cyklohexanu za 25 minut (Obr. 55).

V laboratorních podmínkách je doba běhu procesu v rozmezí do 30 minut, při dlouhodobém běhu procesu, tj. nad 1 hodinu, se již začne projevovat vliv odpařování, a to hlavně na kapce při kapiláře, která tímto zatuhne a dojde ke kolapsu procesu. Procesy, které zpracovávaly roztoky, jejichž rozpouštědlem byly právě těkavé kapaliny jako etanol nebo chloroform, kolabovaly již po několika minutách a muselo dojít k čištění nebo výměně kapiláry. Z toho důvodu je třeba při dlouhodobých aplikacích elektrostatických procesů uvažovat i s tímto negativním faktorem.

Během příprav experimentů bylo navrženo a sestaveno experimentální zařízení laboratorního jehlového zvlákňovači. Současně s tímto zařízením vznikl mechanický lapač částic, který umožnil zachycení částic v různých vzdálenostech od kapiláry.

Byl vytvořen model navrženého experimentálního zařízení a vypočtena simulace průběhů intenzit elektrického pole pro vybranou konfiguraci geometrických tvarů elektrod. Modelováno bylo uspořádání hrot – bod, hrot – hrot, hrot – malý disk a hrot – velký disk.

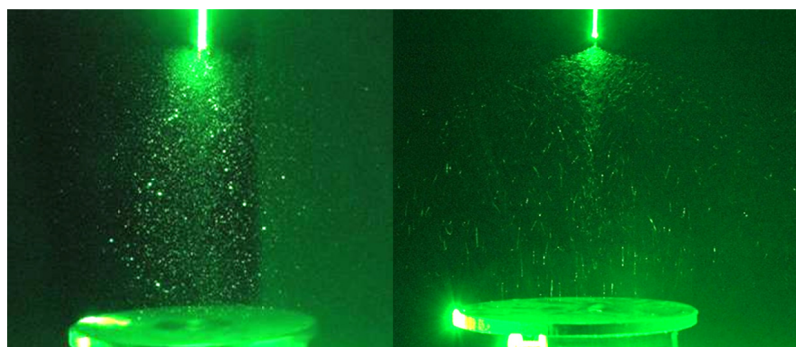
Pro stanovenou vzdálenost elektrod bylo dopočítáno kritické napětí, při kterém vzniká stabilní výtrysk pracovní kapaliny. Současně s nastavením kritického napětí bylo analyzováno nastavení vhodného dávkování.

Obecné vzorce pro stanovení optimálních hodnot dávkování však nepokrývaly režim pro vznik stabilního výtrysku, proto byly vyvozeny hodnoty dávkování pro navrženou experimentální soustavu. Správnost odvození parametru dávkování byla experimentálně potvrzena na několika pracovních kapalinách (glycerin, etanol, 4% vodný roztok PVA a 16% vodný roztok PVA) při různých nastaveních napětí.

6. EXPERIMENTÁLNÍ STUDIUM A VIZUALIZACE ELEKTROSTATICKÉHO ROZPRAŠOVÁNÍ A ZVLÁKŇOVÁNÍ

Elektrostatické procesy vedoucí k tvorbě částic přinášejí řadu pozitivních vlastností, tj. možnost ovlivnění finálního produktu, dosažení velmi malých rozměrů částic nebo aktivní řízení usazování částic na podkladových materiálech. K těmto výhodným vlastnostem se řadí i několik jevů, které pohyb částic druhotně ovlivňují a které jsou přímo provázány se vznikem procesu a vycházejí z jeho základních principů.

Mezi takové jevy se řadí vznik korónového výboje a s tím související ionického proudění, které ovlivňuje proudění celého prostředí.



Obr. 56 Chování částic v elektrostatickém poli, osvětleno laserovým světelným řezem

6.1. Štěpení výtrysku a vznik částic

Vznik částic, tj. vláken a kapek, v elektrostatickém poli je podmíněn rozpadem stabilní části trysky. Jedním z významných faktorů, které ovlivňují prvotní štěpení je vyjádřen *Rayleigh Taylorovou nestabilitou*. Rayleighova Taylorova nestabilita (RT nestabilita) vzniká na rozhraní dvou tekutin různých hustot (kapalina, plyn). Pro tekutiny v konstantním tíhovém poli byla poprvé tato nestabilita popsána anglickým fyzikem, lordem Rayleighem v roce 1883. Anglický fyzik a matematik G. I. TAYLOR zobecnil tuto nestabilitu v roce 1950 i pro jakékoli konstantní zrychlení, které míří směrem

od řidší k hustší tekutině. Obě tekutiny se snaží zaujmout stav s nejnižší energetickou náročností a na jejich rozhraní vznikají charakteristické útvary, tj. vlnění trysky.

Při nižším napětí při elektrostatických procesech dochází k odkapávání kapaliny, které připomíná laminární rozpad trysky. Se zvýšením použitého napětí vzrůstá frekvence odkapávání, až do kritického bodu, kdy dojde naopak k vytvoření stabilní trysky. Rozpad trysky je ovlivněn rostoucí povrchovou nestabilitou, kterou Rayleigh vyjádřil funkcí vlnové délky nestability, tj. vztahem $\lambda = \pi \sqrt{2d_j}$, frekvence odkapávání $\lambda = \frac{v_j}{f}$

Délka štěpení vlákna (geometrický válec) odpovídající závislosti na jeho poloměru vyjádřil D. LUKÁŠ. [43]

$$\lambda = 6.1728R_v = 1,9658\pi R_v \quad 6.1$$

Weber rozšířil tuto analýzu zahrnutím efektu viskozity, hustoty a povrchového napětí do analýzy. Vztah mezi průměrem kapiláry a průměrem trysky je funkcí *Weberova čísla*. Weberovo číslo (6.2) vyjadřuje poměr mezi vnitřními silami a povrchovým napětím. Toto číslo je úměrné kvadrátu rychlosti vytvořené trysky u , hustotě kapaliny ρ a průměru trysky d a nepřímo úměrný povrchovému napětí γ .

$$We = \frac{\rho \cdot u^2}{\gamma} d \quad 6.2$$

, kde

ρ je hustota kapaliny (kg/m^3),

u rychlosti proudění (m/s),

d je charakteristický průměr trysky, nebo průměr kapaliny (m),

γ je povrchové napětí (N/m).

Další typickou nestabilitou, která se může rozvinout na rozhraní dvou prostředí je *Kelvinova Helmholtzova* (KH) nestabilita. Vzniká tam, kde se vůči sobě obě prostředí pohybují (rychlý pohyb kapalinné trysky vůči okolnímu prostředí). Při dostatečně velkém rozdílu rychlostí dojde k rozvoji nestability i tehdy, pokud je situace RT stabilní. KH nestabilita vzniká také při velkém gradientu rychlosti.

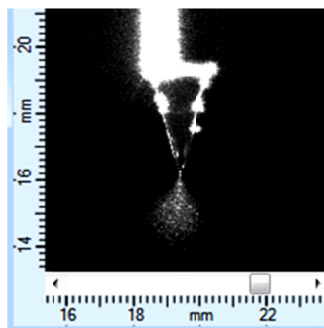
Obecně rozpad stabilní trysky probíhá za předpokladů, že síla elektrostatického pole překročí kapilární tlak [37], vyjádřil H. BRANDENBERGER (6.3), z této nerovnice je dále odvozena velikost lokální intenzity elektrického pole (6.4), která závisí nejen na poloměru trysky, ale také procházejícím elektrickým proudem.

$$\frac{E}{8\pi} > \frac{\alpha}{r} \quad 6.3$$

$$E = \frac{2\pi r I_{conv}}{Q} \quad 6.4$$

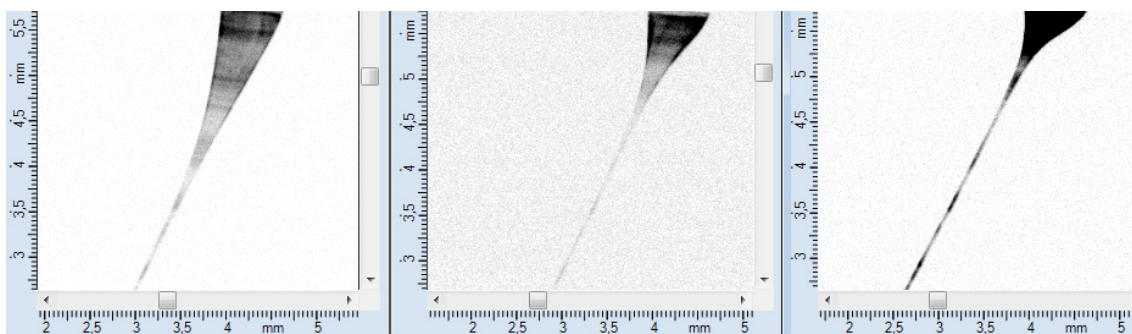
Charakteristické štěpení trysky je pro každou kapalinu jedinečné.

Voda je polární kapalinou s velmi vysokou permitivitou a nízkou viskozitou. Molekuly vody mají poměrně velký elektrický dipól. Svým uspořádáním molekula vody vykazuje navenek pozitivní náboj, tzn. dvě kladné molekuly vodíku oproti jedné záporné kyslíkové. Na malou změnu lokální intenzity vnějšího elektrického pole reaguje změnou geometrie. Již při 13kV vzniká rovnoramenný kužel (Obr. 57). Stabilní oblast je téměř nulová a při 16kV se vrchol kužele rozpadá do jemných kapek.



Obr. 57 Rozpad kužele destilované vody, situace při 16kV, vzdálenost elektrod 120mm

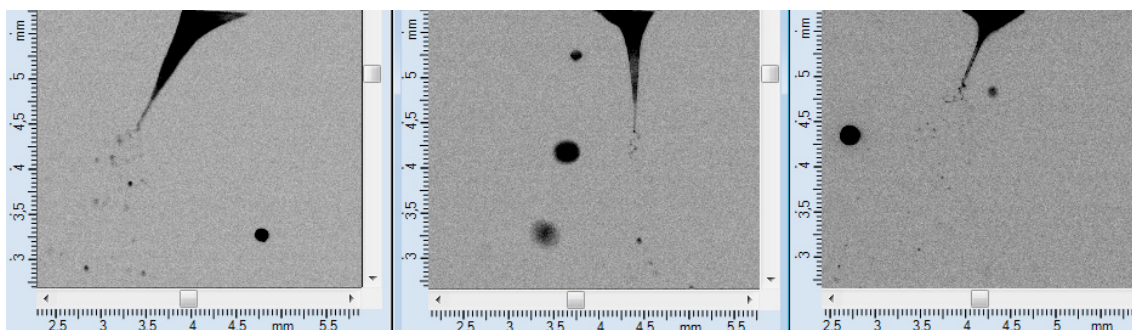
Další pozorovanou kapalinou byl glycerin. Glycerin je typický velmi dlouhou stabilní tryskou a pravidelným kuželem (Obr. 58). Pokud je stanoveno konstantní dávkování, při použití vyšších napětí se pohyb kapaliny výtryskem zvyšuje až na rychlost 30m/s. Průměr stabilní části výtrysku významně nezmění a dochází k vyčerpání kapaliny z objemu kužele. Při delším běhu procesu dojde k vyčerpání kapaliny a částečnému kolapsu procesu.



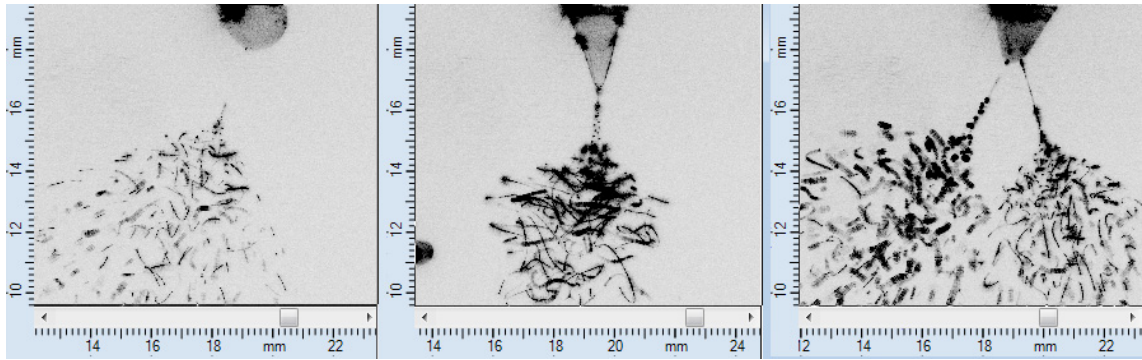
Obr. 58 Změna chování glycerinu v závislosti na napětí – stínová metoda, při 13, 16 a 20kV

Obdobu těchto poruch lze také najít v příkladu rozpadu velmi dlouhého stabilního výtrysku čistého glycerinu. Již byla vyslovena i teoretická hypotéza, která předpokládá právě vliv nestabilit na porušení stabilního výtrysku i v případě polymerních roztoků a ostatních kapalin. [37]

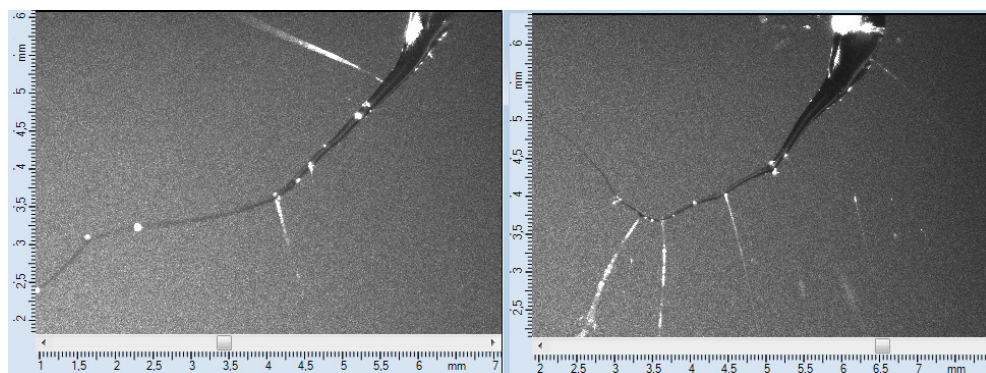
Teoretické matematické modely uvažují rychlost pohybu částic mezi 18m/s a 20m/s, experimentální praxe se však pohybů téměř o jeden řád níže – maximální rychlost pohybu kapek je okolo 4m/s a vláken 2m/s. [41]



Obr. 59 Etanol – stínová metoda 13, 16 a 20kV



Obr. 60 Štěpení trysky 4% PVA, záběry pořízené stínovou metodou při napětí 10, 16 a 23kV.



Obr. 61 Rozpad trysky 16%PVA při 20 a 23kV

Kužel koncentrovaného roztoku PVA přechází plynule ve stabilní výtrysk, který se štěpí do větví. U této kapaliny nejsou přechody mezi jednotlivými oblastmi vyhraněné, a tudíž jsou obtížně stanovitelné (Obr. 61).

Při vyhodnocování vlivu elektrického pole na změnu kapky bylo použito laboratorní jehlové zařízení s kapilárou č. 22 o vnitřním průměru 0,8mm. Bylo nastaveno optimální dávkování pro vznik stabilního výtrysku, 10ml/hod, a vliv elektrického pole na tvar kapky pracovní kapaliny byl vytvořen změnou napětí od (6 – 23) kV. U pracovní kapaliny byly měněny vybrané parametry příměsí vhodného aditiva tak, aby nedošlo k významné změně ostatních vlastností. Změna povrchového napětí kapaliny s sebou nesla i změnu optimálního dávkování. Při zachování původního dávkování bylo stanovené množství kapaliny vyčerpáno již při nízkých hodnotách napětí – 15kV. Vzdálenost elektrod byla 110 mm.

Pracovní kapalinou byl zvolen glycerol. Tato kapalina umožňuje neomezené mísení jak s etanolem, tak s vodou. Pro účely experimentu byla namíchána velmi silná koncentrace roztoku NaCl, který byl do glycerinu dávkován tak, aby byla zachována objemová koncentrace. Molekuly NaCl přispěly ke zvýšení vodivosti roztoku. Přídavek etanolu zajistil snížení povrchového napětí roztoku.

Povrchové napětí roztoků bylo měřeno laboratorním přístrojem na principu Wilhelmiho plátkové metody a vodivost byla zaznamenávána laboratorním měřícím zařízením opatřeným sondou pro stanovený rozsah vodivosti.

Primárním štěpením stabilní části výtrysku vznikají částice o průměru několika stovek mikrometrů. Velké částice nesou velké množství náboje, který na nich z větší části setrvává, proto se pohybují rychleji a jejich trajektorie pohybu je přímočará k nejbližší opačně orientované elektrodě, tj. sběrači. Pokud se primárně vzniklá kapka nachází v oblasti pole o dostatečně velké intenzitě, může dojít k sekundárnímu rozpadu mateřské kapky. Při druhotné atomizaci větších kapek vzniká jemný sprej, tj. kapky o velikosti jednotek mikrometrů až stovek nanometrů. Tyto kapky jsou odpuzovány od větších kapek nesoucí stejně orientovaný náboj. Působením odpudivých sil jsou sekundárně vytvořené kapky vyneseny mimo hlavní proud větších kapek, trajektorie jejich pohybu je delší a mnohdy ani kolektoru nedosáhnou. Obdobný mechanismus funguje také u vláken.

6.2. Sledování pohybu částic v elektrostatickém poli

Vyhodnocení pohybu částic generovaných a unášených elektrickým polem lze rozdělit do dvou celků, *oblasti v okolí nabitě kapiláry* a *oblast uzemněného kolektoru*. [21]

Okolí nabitě kapiláry, tzv. *transportní oblast*, vykazuje velmi vysokou lokální intenzitu pole, která kvadraticky se vzdáleností od kapiláry klesá. Vliv intenzity elektrického pole se projevuje v chování částic. Částice vyskytující se v této oblasti nesou elektrický náboj, jehož množství je úměrné jejich velikosti. Polarita náboje částic a kapiláry je stejná, tj. mezi jednotlivými částicemi a kapilárou vzniká odpudivá síla, která způsobuje vychýlení trajektorie částic.

Částečným odpařením a zvýšením vzdálenosti od nabité kapiláry částice ztrácejí svůj náboj. Tím také klesají jejich vzájemné interakce a trajektorie částic odpovídá rovnováze mezi silou gravitační a odporovou silou okolního prostředí, tj. vzduch.

Jak již bylo popsáno výše, rozdělení velikosti částic elektrostatických sprejů nemá Gaussovský průběh, ale vykazuje dvojí rozdělení velikostí. Ve střední oblasti spreje se udržují větší částice, které nesou větší náboj, a při okrajích jsou vytvářeny menší částice. Menší částice vznikají sekundárním štěpením prvotních částic.

V okolí kolektoru se projeví pohyb větších částic ze středu spreje, které si udrží část svého náboje a v blízkosti kolektoru elektrická síla způsobí jejich přitahování.

Intenzita pole E v okolí uzemněného kolektoru je nulová, z tohoto důvodu je třeba uvažovat pouze intenzitu elektrického pole v okolí nabitě kapky. Stanovení množství náboje na kapce, která se částečně odpařuje a pohybuje elektrickým polem, je předmětem řady studií. Z provedených pozorování je zřejmé, že u velkých kapek (desítky mikrometrů) je zbytkový náboj dostatečně velký, aby pohyb v blízkosti kolektoru ovlivnila elektrická síla F_e . Kapky, které dosahují velikosti jednotek mikrometrů a sub minové velikosti, je jejich náboj zanedbatelný vůči převládající aerodynamické síle proudění vzduchu.

Odlišná situace nastane, pokud je napětí přivedeno na kolektor, pak v okolí převládá elektrostatická síla, která částice opačně nabitě, urychluje.

6.3. Vizualizace elektrostatického rozprašování

Vhodnou cestu pro monitorování, sledování a vyhodnocování elektrostatických procesů poskytují optické vizualizační metody *Interferometric Particle Imaging* (IPI). Měřicí systém byl vyvinut a navržen speciálně pro mapování charakteristik sprejů. Metoda IPI je založena na principech interferometrického vyhodnocování velikosti částic pro měření jejich velikosti a současně doplněna o sledování rychlosti. Tato metoda umožňuje vyhodnocovat počet a velikost vzniklých částic. Původně byla navržena pro průmyslové aplikace, které vyžadují rychlé vyhodnocení sprejů.

Při experimentech byly použity dvě totožné CCD kamery o prostorovém rozlišení (1280 x 1024)px. Obě kamery byly opatřeny 60mm objektivy pro dosažení vysokého prostorového rozlišení. Oblast spreje byla osvětlena laserovým řezem generovaným New Wave Gemini Nd:YAG pulsním laserem o výkonu 120mJ během 10ns trvajících záblesků. Laserový paprsek je optickou soustavou roztažen do plošného řezu tenkého 1mm.

Pro účely sledování elektrostatického rozprašování byl použit etanol, glycerin, 4%vodný roztok PVA. Elektrostatické zvlákňování bylo pozorováno na 16% Polyvinylalkoholu (PVA, Mowion 88-08, Mw = 67,000, výrobce Clariant GmbH, Germany). V obou případech bylo použito dávkovací zařízení zakončené zabroušenou ocelovou jehlou č.23, o vnitřním průměru 1,8mm. Dávkování roztoku bylo řízeno při elektrostatickém rozprašování rychlostí 150 μ l/min a při zvlákňování 10 μ l/min. Ocelová jehla byla přímo připojena k vysokonapětovému zdroji (FX50P06, Glassman High Voltage) s použitým napětím při daném nastavení jehlového zvlákňovače pro rozprašování 6kV a zvlákňování 8,2 kV. Uzemněný kolektor byl v obou případech umístěn ve vzdálenosti 60mm od hrotu jehly. Všechna měření proběhla při podmínkách: Teplota 23°C a relativní vlhkosti vzduchu 43%.

6.4. Vizualizace elektrostatického zvlákňování

Vizualizace vláken při elektrostatickém zvlákňování je omezena jejich vnějším průměrem. Pozorování a měření pohybu vláken je za běžných podmínek velmi obtížné. Vlákná jsou průhledná, velmi tenká a jejich pohyb je ve třech směrech. Ohybové nestability vláken komplikují měření tím, že se na jejich zakřiveném povrchu rozptyluje světlo.

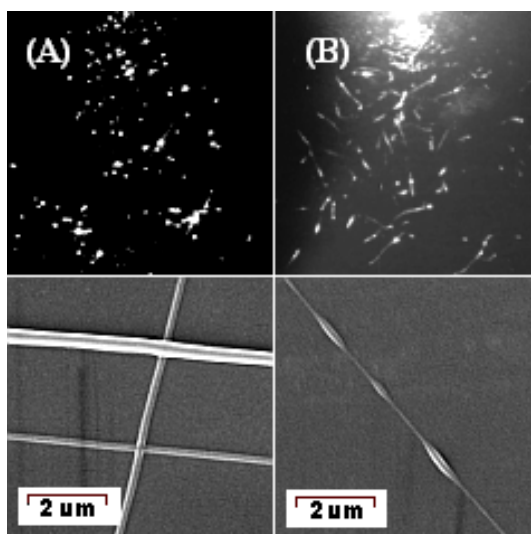
Jednou variantou, která umožňuje měřit rychlost pohybu vláken, bylo nasycení pracovní kapaliny fluorescenčními částicemi. Vyhodnocením vláken zachycených kyvadlem byl zjištěn průměr vláken a jeho změna napříč polem. Fluorescenční částice, které by mohly být vláknem nesený, aniž by ovlivňovaly jeho pohyb, měly velikost 54nm. Tyto částice jsou vyráběny také ve vysoce fluorescenčním provedení. Světlo, které vyzáří na vlnové délce 570nm je velmi intenzivní a zachytitelné citlivou digitální kamerou.

Druhý problém, který nebylo možné vyřešit, byl prostorový pohyb vláken. Ačkoliv byly pořízeny záznamy pohybu vláken v řezech, tyto řezy na sebe časově nenavazovaly a nebylo tudíž možné poskládat celkové chování vlákna. Z tohoto důvodu byl pohyb vláken vyhodnocen pouze ve středu trysky. V této oblasti je pravděpodobnost výskytu vláken nejvyšší a lze statisticky vyvodit celkový pohyb vláken.

Při sycení vláken částicemi, se částice v laserovém řezu jeví jako samostatné body a není zřejmá jejich návaznost, tj. nejsou vidět vlákna, která je propojují.

Další možností zviditelnění vláken je využití *lokálních nestabilit*. Lokální nestability v podobě korálek navlečených na vlákne vznikají mírně zvýšeným dávkováním roztoku, než je jeho optimální hodnota pro tvorbu hladkých vláken. Další možností jak docílit lokálních nestabilit, je změna povrchového napětí. Každá nestabilita odráží světlo jako částice a přitom přesně sleduje pohyb vlákna. Záchytem vláken v různých částech procesu bylo zjištěno, že nestability jsou po vlákne rozestoupeny v pravidelných intervalech, které se během pohybu vlákna polem příliš nemění.

Pro účel mapování pohybu vláken musí dojít k mírné modifikaci nastavení zvláknovací aparatury, protože sycení polymerního roztoku obvykle používanými částicemi významným způsobem ovlivní pohyb i rychlost vláken. Standardně je toto nastavení uzpůsobeno tak, aby vznikající vlákna byla co nejtenčí a stejnoměrná. Vhodnou změnou rychlosti dávkování lze docílit vláken s mírnými povrchovými nestabilitami, ačkoliv jejich průměr, faktor dloužení, stupeň vypařování a tudíž i chování v elektrostatickém poli je zachováno (obr. 62). Vlákna lze pak sledovat právě díky těmto nestabilitám (obr. 63).

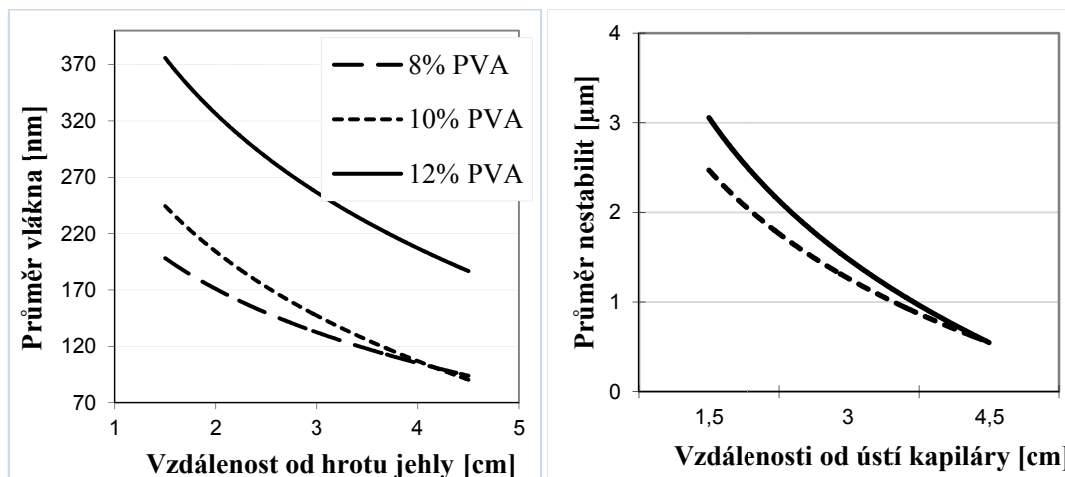


Obr. 62 A) Nahoře vizualizace vláken a níže jejich snímek pořízený elektronovým mikroskopem. B) Vizualizace vláken s nestabilitami.



Obr. 63 Korálkové nestability na vlákne, záznam pořízený optickým a SEM mikroskopem

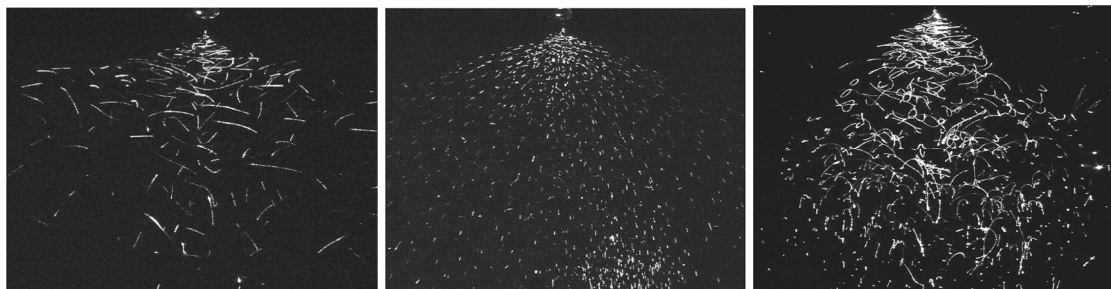
Sběrným kyvadlem byla vlákna zachycena na podložní sklíčko, které bylo následně vyhodnoceno optickým a SEM mikroskopem. Záznam vláken byl pořízen v různé vzdálenosti od kapiláry, tím byl zjištěn prostorový vývoj nestabilit a míra dloužení, tenčení vláken. Na obr. 64 je patrný vliv koncentrace polymeru v roztoku pracovní kapaliny na velikost vláken, dále jejich prostorový vývoj ve vzdálenosti od ústí zvlákňovací kapiláry a vývoj průměrů nestabilit.



Obr. 64 Vliv koncentrace polymeru na průměr vlákna a vývoj nestabilit

Měřením byl zjištěn poměr velikosti nestabilit vůči vznikajícím vláknům. Tento poměr je prostorově zachován a se ztenčováním vláken dochází ke zmenšení průměrů nestabilit. Nejmenší průměr nestabilit stále zůstává v mezích pozorovatelnosti optickými metodami. Vzdálenost jednotlivých nestabilit na vlákně je konstantní a mění se v porovnání s tenčením vlákna velmi málo. Z toho lze usuzovat, že změna průměru vláken je dána spíše mírou vypaření rozpouštědla (jako rozpouštědla mnoha polymerů se používají těžké kapaliny), než míra dloužení vláken.

Vlákna s nestabilitami jsou velmi dobře pozorovatelná v laserovém řezu a je možná jejich vizualizace metodou PIV (obr. 65). Metodou PIV byla vyhodnocena rychlost vláken a směr dráhy jejich pohybu. Obdobně jako při elektrostatickém rozprašování v oblasti při kapiláře, kde je dostatečná lokální intenzita pole, převládají odpudivé síly mezi vlákny nesoucí stejně orientovaný náboj.





Obr. 65 Chování vláken v elektrostatickém poli se mění v závislosti na napětí, vodivosti a povrchovém napětí pracovní kapaliny

V rámci této kapitoly byl popsán princip vzniku a pohybu částí v elektrickém poli. Vznik částic elektrostatickým procesem je podmíněn štěpením výtrysku. Forma štěpení výtrysku je závislá na vlastnostech pracovní kapaliny, zejména pak její viskozitě, hustotě, povrchovému napětí. Výtrysk může zahrnovat velmi dlouhou stabilní část (jednotky centimetrů) nebo se okamžitě rozpadá do jemných částic. Samotný rozpad výtrysku je podmíněn narůstajícími nestabilitami a může mu předcházet štěpení nebo řada spirálovitých ohybů.

Dále je tato kapitola věnována problematice vizualizace elektrostatických procesů. Pro vizualizace elektrostatických sprejů lze využít technik obdobných pro vizualizace pneumatických atomizačních procesů, jedná se zejména o techniky PIV a IPI.

Vizualizace pohybu vláken je náročná již prostorovou neuspořádaností a nestacionaritou procesu. Druhý problém, který tato kapitola popisuje, jsou velmi malé rozměry vznikajících vláken. Optické metody určené pro vizualizaci pohybu částic využívají k osvětlení prostoru laserového světla. Velmi jemná vlákna jsou v laserovém řezu nerozlišitelná, proto byly analyzovány, navrženy a ověřeny postupy, které jejich zviditelnění umožňují.

7. SEKUNDÁRNÍ PROUDĚNÍ PŘI ELEKTROSTATICKÝCH PROCESECH

Laboratorní jehlové zvlákňovací zařízení využívá dávkování pracovní kapaliny kapilárou. Kapilára je v podstatě dutá tupá jehla, která bývá často povrchově upravena tak, aby se zlepšily její užité vlastnosti. Tenká kapilára v elektrostatickém poli se chová jako hrot o velmi malém poloměru zakřivení. Při konfiguraci elektrod s malým poloměrem zakřivení, nebo velké mezielektrodové vzdálenosti, vzniká na nabitých elektrodách korónový výboje. Korona je zvláštní druh výboje v plynu, probíhající jen na části vzdálenosti mezi elektrodami. Vrstva vzduchu blízko elektrod je při něm vyplněna slabě svítícími vlákny. Zvyšujeme-li postupně napětí mezi elektrodami, zvětšuje se oblast korony a nakonec nastává úplný průraz mezi elektrodami ve formě jiskry.

Plynem může procházet elektrický proud pouze tehdy, pokud v něm jsou elementární nosiče elektrického náboje, elektrony nebo ionty. V atmosférickém vzduchu je vždy malý počet iontů obou znamének, takže vzduch ve skutečnosti není dokonalým izolantem. Připojíme-li na elektrody izolované navzájem vzduchovou vrstvou malý rozdíl potenciálů, vzduchem prochází velmi malý proud. Zvyšujeme-li postupně připojené napětí, při určitém napětí ztratí vzduchová vrstva své isolační vlastnosti. Tento přechod plynu se nazývá průrazem plynu.

Při atmosférickém tlaku vzduchu má výboj podobu úzkého kanálu, tj. forma jiskrového výboje. Mezi elektrodami přeskakují nespojitě jiskry tvaru svítících vláken, zakřivených a rozvětvených. Průraz plynu je náhlý vznik kanálu o velké vodivosti mezi elektrodami. Velká vodivost, kterou plyn získává v okamžiku průrazu, svědčí o tom, že je v něm velké množství iontů a elektronů, které se musely vytvořit z neutrálních molekul a atomů plynu. Příčinou průrazu je intenzivní ionisace způsobená elektrickým polem.

Nejmenší energie potřebná k uvolnění elektronu se nazývá *ionizační energie*. Ionizace atomu vyjadřuje vzdálenost elektronu od jádra, která je natolik velká, že prakticky přestane vzájemné působení mezi ním a jádrem a stává se volným. Při ionizaci se atom rozpadá na dvě navzájem nezávislé částice: elektron a kladný iont. Aby nastala ionisace

neutrálního atomu, musí se mu z vnějšku dodat zcela určitá energie, která je nazývána ionizační energií W . Tato energie je vyjádřena jako *ionizační napětí* v elektronvoltech.

Srazí-li se částice hmoty m (iont, elektron, neutrální molekula) letící rychlostí v s neutrálním atomem nebo molekulou, může být výsledkem této srážky ionisace neutrálního atomu, tj. jeho rozpad na elektron a kladně nabitý zbytek. K tomu je nutná kinetická energie částice větší než ionizační energie daného plynu, tj. musí být splněna

$$\text{nerovnost } \frac{mv^2}{2} \geq W$$

Prvním typem ionisace je tzv. postupná ionisace, při které elektron s kinetickou energií menší než W uvede atom do vzbuzeného stavu, elektron letící hned za ním předá při srážce již vzbuzenému atomu zbytek energie potřebné k ionisaci.

Při srážce elektronu se vzbuzeným atomem přejde atom do normálního stavu. Uvolněná energie se předá elektronu, jehož rychlost se zvětší, tím může ionizovat další atom.

Druhým důležitým zdrojem nabitých částic v plynu je ionisace fotony, tj. ionisace způsobená krátkovlnným zářením. Vlny takových délek leží v ultrafialové části spektra, takže viditelné světlo prakticky neionizuje. Při experimentech bylo použito laserové světlo o vlnové délce 532nm, podle vztahu $W = \frac{hc}{\lambda}$, kde h je Planckova konstanta $4,135 \cdot 10^{-15} \text{ eV/s}$, c rychlost světla $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, λ vlnová délka daného světla, tj. 532nm.

Dosažením do tohoto vztahu dostaneme hodnotu 2,3eV.

K ionizaci molekul jednotlivých složek vzduchu je zapotřebí energie vyšší, např. u vodíku 13,5eV, u kyslíku 15,6eV, proto k ionizaci molekul vzduchu laserovým zářením primárně nedochází, nicméně energie fotonů může přispět k ionizaci vzbuzených atomů.

Dalším druhem ionizace molekul je tepelná ionisace. Při teplotě místnosti, 20°C je pravděpodobnost ionizace tepelným pohybem molekul velmi malá.

Elektrony se mohou v plynu objevit i emisí z elektrod. Uvolňování elektronů z kovu má jinou povahu než u plynů. Energie nutná k povrchové ionizaci je však velmi velká (extrémně silná pole) a pravděpodobnost uvolnění elektronů při běžných intenzitách pole (MV/m) zanedbatelná. Povrchová ionizace vyvolaná působením silného vnějšího pole se nazývá studená emise.

Z uvedených druhů ionizace má při tvoření výboje největší význam nárazová ionizace, při které ionizované částice získávají velké rychlosti lokálním působením intenzity elektrického pole. Současně s ionizací molekul plynu probíhá i opačný pochod, tj. rekombinace iontů opačného znaménka.

Rychlost elektronů v elektrickém poli je zpravidla podstatně větší než rychlost molekul okolního plynu. Při pohybu ve směru pole se elektron sráží s molekulami plynu a při těchto srážkách ztrácí část kinetické energie, kterou získal při průletu volné dráhy v elektrickém poli. Pohyblivost elektronu není konstantní hodnotou, ale mění se nepřímo úměrně s odmocninou intenzity elektrického pole $\frac{1}{\sqrt{E}}$.

Činitelem objemové ionizace je nazván počet ionizací způsobených jedním elektronem na dráze 1 cm ve směru pole. Vyjádření tohoto činitele předpokládá zjednodušení úlohy, tj. prvním předpokladem kinetická energie elektronu je alespoň rovna ionizační energii plynu, elektron při každé srážce odevzdá celou svoji energii, a pohybuje se ve směru pole.

Současně s ionizací však dochází k *rekombinaci*, kdy opačně nabitě ionty nebo kationty a elektrony se při srážce spojí zase v neutrální molekulu či atom. Pokud v plynu převládá rekombinace nad ionizací, pak plyn ztrácí elektrickou vodivost. V opačném případě, převládá-li ionizace, zvyšuje se počet elektronů a ionizovaných molekul, čímž vzrůstá i vodivost plynu. Pohybující se náboje (ionty) reagující s elektrostatickým polem zesilují ohybovou nestabilitu procesu, povrchové napětí a viskoelastické působení těchto sil.

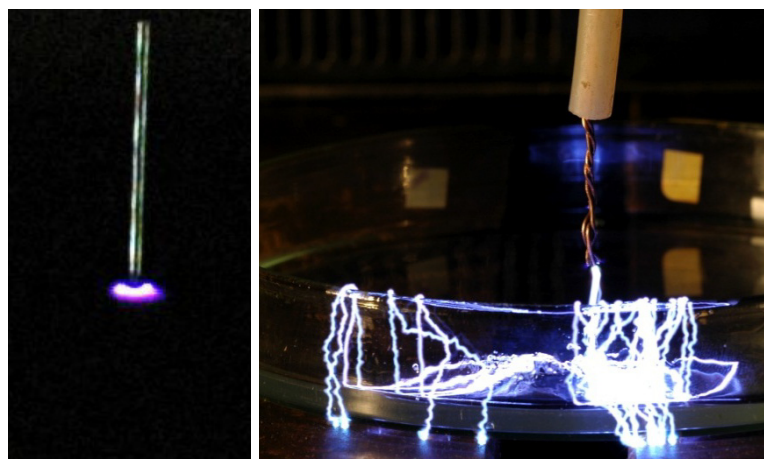
M. CLOUPEAU [46] prováděl pokusy s elektrostatickými procesy v běžných podmínkách při teplotě 20°C jak při běžném tlaku vzduchu, tak při změněné izolační pevnosti přidáním CO₂ nebo Freonu 12. Při pozitivním napětí byl pozorován korónový výboje při vyšších hodnotách, nežli při negativním, což umožňuje větší použitelný napěťový rozsah. Tato skutečnost je dána chemickým složením vzduchu a obecnou zásadou o tvorbě iontů. Záporné ionty lze vytvořit při normálních podmínkách snadněji. [46][47]

7.1. Korónový výboj

Koronou je nazýván neúplný samostatný výboj vznikající u elektrod, je-li vzdálenost mezi elektrodami poměrně velká a mají-li elektrody malý poloměr zakřivení (obr. 66). Pole v okolí elektrod je nehomogenní a u elektrod vzniká velká intenzita pole, kdežto v ostatním prostoru mezi elektrodami je intenzita pole malá. Zvýšením napětí na elektrodách dosáhne intenzita pole hodnot, která je nutná pro vznik nárazové ionizace. Elektrody se obklopí slabě svítící vrstvou, jejíž vzhled dal jevu název.

Pochody kladné a záporné korony se principiálně liší. Je-li korona záporná, postupují elektrony ze slabě svítící vrstvy do vnější oblasti a brzy vytvářejí záporné ionty. Kladné ionty se ze slabé svítící vrstvy pomalu přitahují k elektrodě a zde se neutralizují. Je-li korona kladná, přecházejí ze slabě svítící vrstvy do vnější oblasti kladné ionty, kdežto elektrony rychle vstupují z vrstvy do elektrod. Při vyšších napětích se bez ohledu na polaritu vytváří téměř konstantní intenzita pole, potřebná k udržení ionizace.

Korónový výboj – dojde k ionizaci plynu s vyzářením volné energie v podobě fotonů. Již v oblasti kolem nabitě elektrody dochází k rekombinacím iontů s volnými elektrodami. Záření, které vzniká v bezprostředním okolí elektrody, podmiňuje vznik další ionizace. Z hrotu elektrody, který je obklopen korónovým výbojem stéká tzv. *elektrický vítr*. Z těchto tvrzení vyplývá, že pozorovatelná přítomnost korónového výboje vypovídá o probíhající ionizaci vzduchu a tím i pohybu jeho molekul.



Obr. 66 Korónového výboje na kapiláře a jiskrového výboje v Petriho misce

Nejmenší intenzita elektrického pole, nutná pro vznik korónového výboje, je dána poměrem mezi plochou elektrod a jejich vzdáleností. Základní vztah (7.1) popsal F. W. PEEK [48][49][50]

$$e_v = m_v g_v \delta r \ln \left(\frac{S_{el}}{H} \right) \quad 7.1$$

Korona je charakterizována počátečním napětím korony v_1 , při kterém není viditelná, druhý stupeň napětí již vyvolá viditelný nástup výboje v_2 .

Počáteční napětí korony je vždy nižší než kritické napětí pro vznik viditelného výboje.

$$v_1 = Ra \cdot b \cdot a \cdot R (1 + 0,301/\sqrt{r}), \text{ kde} \quad 7.2$$

Ra faktor drsnosti povrchu elektrod ($Ra=1$ pro leštěný povrch, 0,98 – 0,93 pro neopracovaný lehce zašpiněný povrch)

a hustota vzduchu při běžných podmínkách, dána vztahem $\delta = \frac{3,92b}{273+t}$, tj. 3,92 (barometrický tlak v cm)/ teplota v K, tj. při tlaku 1013hPa a teplotě vzduchu 20°C je 1,016

R poloměr elektrody v cm

b gradient kritického průrazného napětí 29,8kV/cm pro paralelně umístěné dráty

Podle tohoto vztahu se korona na leštěné elektrodě objeví již při 5,8kV. Tato hodnota odpovídá experimentálnímu pozorování.

Kritické napětí pro vznik viditelného korónového výboje

$$v_2 = Ra.b.a.r(1 + 0,301/\sqrt{R})\ln(H/R), \text{ kde} \quad 7.3$$

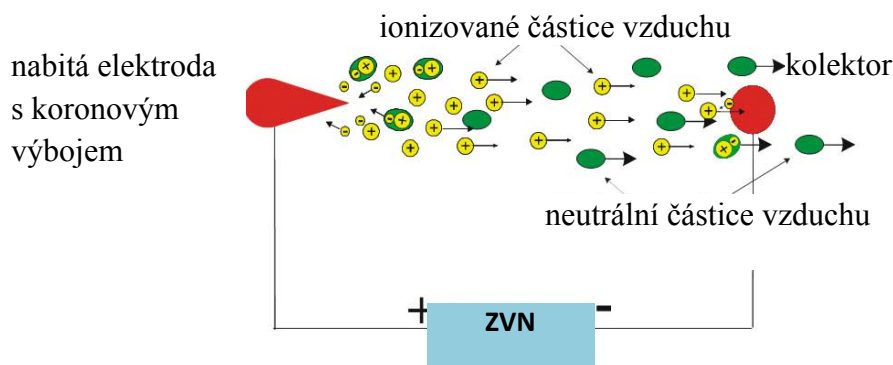
Z tohoto vztahu vyplývá, že viditelný korónový výboj nastupuje při 26kV pro vzdálenost elektrod 10cm a jejich poloměru 1mm. S tímto omezujícím faktorem bylo uvažováno již při realizaci boxu pro pozorování elektrostatických procesů.

7.2. Vliv korónového výboje na pohyb částic vzduchu

Silné elektrické pole v blízkosti nabitého hrotu ionizuje molekuly vzduchu. Ty ionty, které nesou náboj stejné polaroty jako je náboj hrotu, jsou od hrotu odpuzovány. Přitom s sebou strhávají okolní molekuly vzduchu a vzniká silné proudění. Opačně nabité ionty se k hrotu přibližují a neutralizují ho.

Při dostatečně vysoké hustotě náboje, která je zejména na hrotech o velmi malém poloměru zakřivení, dochází k pohybu elektronů. Pokud dodáme hrotu elektrický náboj, molekuly vzduchu v okolí se nabíjí a jsou od hrotu odpuzovány. Pohyb nabitých molekul vzduchu je příčinou vzniku tzv. elektrického větru. Jeho přítomnost byla již mnohokrát prokázána jednoduchým experimentem s plamenem svíčky, kdy při velmi vysokých intenzitách pole může dojít až k jeho sfouknutí. Tím byla prokázána existence vlivu elektricky vyvolaného proudění, které působí při elektrostatických procesech na pohyb částic a negativním způsobem ovlivní usazení částic na sběrači.

Elektrické pole předává nabitým částicím energii, která se mění na kinetickou, a částice jsou urychlovány. Prachové a jiné částice obsažené ve vzduchu se nabíjejí stykem se zápornými ionty korony (obr. 67). Síly elektrického pole usměrňují pak nabitě částice směrem k druhé elektrodě.



Obr. 67 Princip ionizace částic vzduchu [63]

Ve vzduchu se ionizují hlavně molekuly kyslíku a dusíku, jejich ionty jsou kladně orientovány. Tyto ionty se při cestě k uzemněné elektrodě srážejí s neutrálními molekulami vzduchu.

7.3. Kvantitativní vizualizace sekundárního proudění metodou PIV

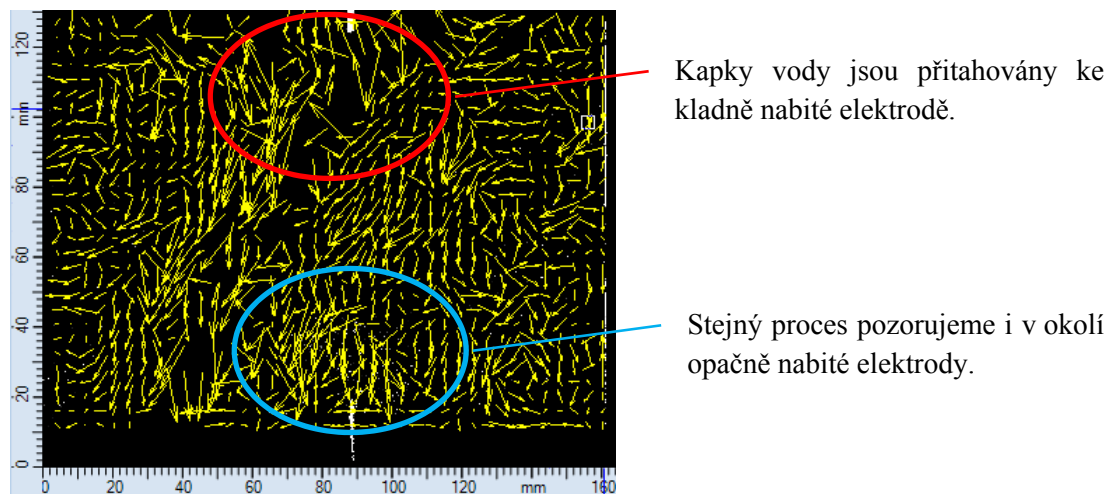
Po prvotním kvalitativním posouzení elektrostatických procesů šliřovou a interferenční metodou, které přinesly základní informace o tvaru a průběhu vznikajícího sekundárního proudění, bylo přistoupeno k další metodě, která by sekundární proudění analyzovala kvantitativně.

Vizualizace a měření proudění v okolí elektrod byla provedena s využitím sytícího zařízení SAFEX a generátoru olejových částic.

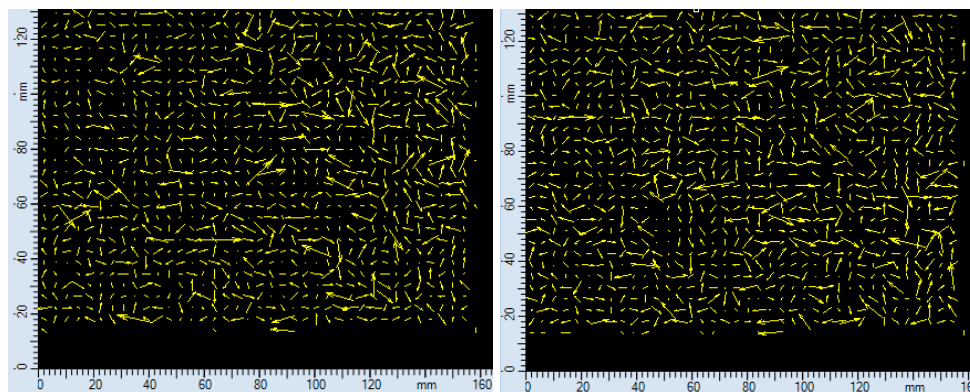
Generátor olejových částic produkuje jemný aerosol, průměr kapiček $3\mu\text{m}$. Funkční kapalinou je olivový olej. Dielektrická konstanta olejů je obecně velmi nízká, tj. jedná se v podstatě o dielektrika a nepolární látky. Vnější elektrické pole působí na kladné i záporné náboje dielektrika. Dielektrika jsou zároveň nevodivá, náboje se volně nepohybují, dochází pouze k jejich velmi malému lokálnímu posuvu. Kladné a záporné náboje se posunou opačným směrem a ve výsledku celý objem dielektrika získá určitý dipólový moment, který číselně vyjádřen odpovídá vektoru polarizace. Navenek se polarizace projeví vznikem povrchového vázaného náboje, jehož plošná hustota je rovna velikosti normálové složky vektoru polarizace, molekula se natočí ve směru gradientu pole. [53]

Pokud v látce vzniknou působením elektrického pole elektrické dipóly, vykazuje stejné chování jak při působení kladného, tak záporného napětí. Nedochází k přitahování kapiček pracovní kapaliny vlivem elektrických sil a částice jsou unášeny pouze vzniklým prouděním.

Tuto teorii dokazuje experiment, při kterém je na stejné uspořádání elektrod jednou přivedeno kladné a posléze stejné záporné napětí. Velikost napětí je zvolena tak, aby nedošlo ke zkreslení pohybu částic vzniklým prouděním. Částice se volně vznášejí a jejich pohyb vnějším polem není ovlivněn (obr. 69). Pokud stejný pokus provedeme s polární látkou, např. vodní mlhou, částice již při nízkém napětí, tj. 6kV, vykazují velmi rychlý pohyb (obr. 68). Tento pohyb je vyvolán přitahováním záporných pólů molekul.



Obr. 68 Chování kapek vody v elektrickém poli, použité napětí 6kV, vzdálenost elektrod 110mm.

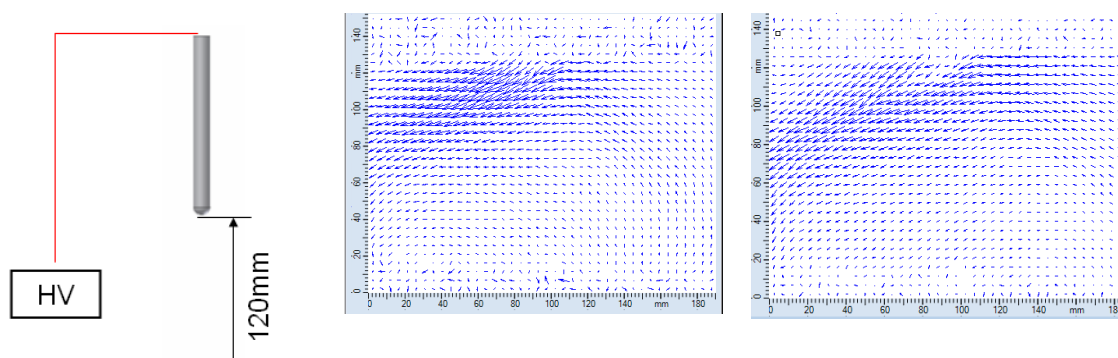


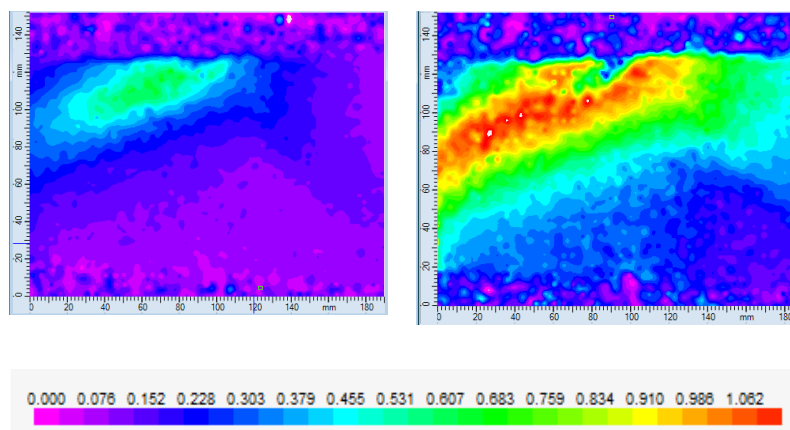
Obr. 69 Chování olejových kapek v elektrickém poli a) +6kV a b) -6kV.

Proudění vzduchu vyvolané pohybem iontů dosahuje poměrně nízkých hodnot – 0,2m/s, proto jej nelze považovat za faktor způsobující rozpad trysky a následné atomizace, který se vyskytuje při vysokých rychlostech obtékání tenkých vrstev kapalin. Má však zásadní vliv na nastavení optimálního dávkování pro stanovení stabilní trysky. Polymery jsou nejčastěji rozpouštěny v těkavých kapalinách, které se velmi rychle vypařují. Proudění vzduchu v okolí elektrod zvyšuje míru vypařování rozpouštědla. V krajním případě dojde k odpaření rozpouštědla v objemu kapky a zatuhnutí polymeru, dříve než dojde k elektrostatickému štěpení do vláken nebo kapek.

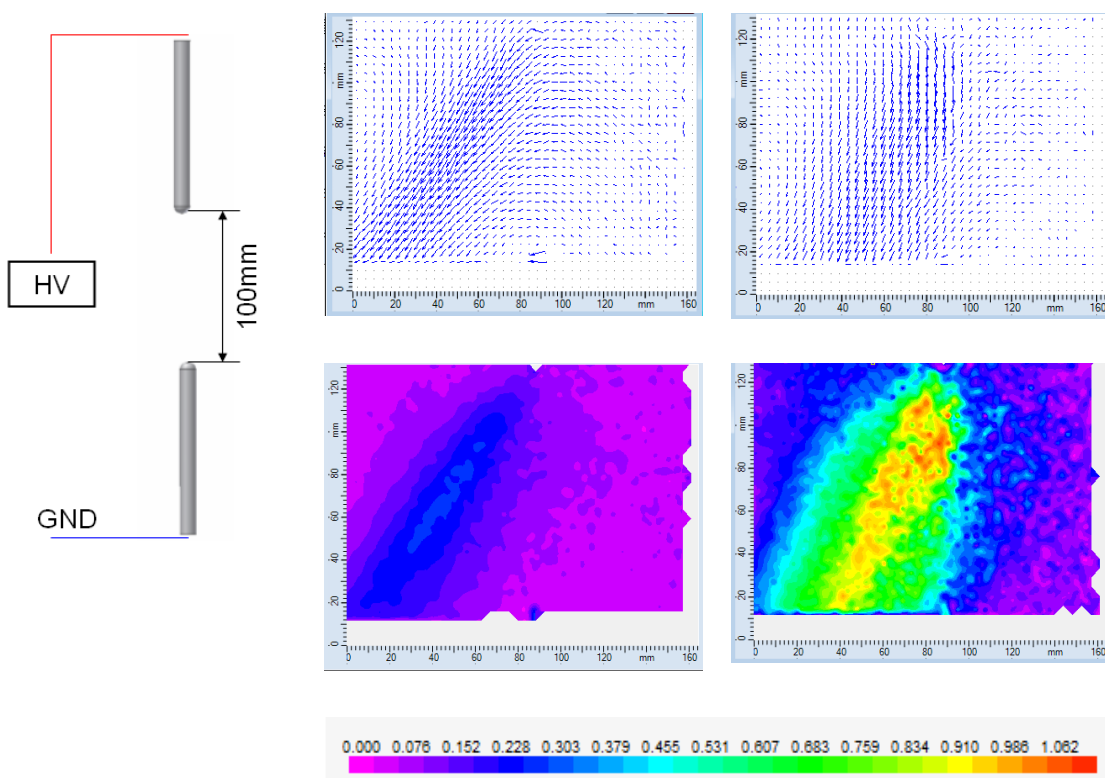
Mezielektrodová vzdálenost 100mm. Syceno pneumatickým generátorem olejových kapek. Při napětích A) 10kV a B) 15kV.

Proudění při konfiguraci hrot - bod.

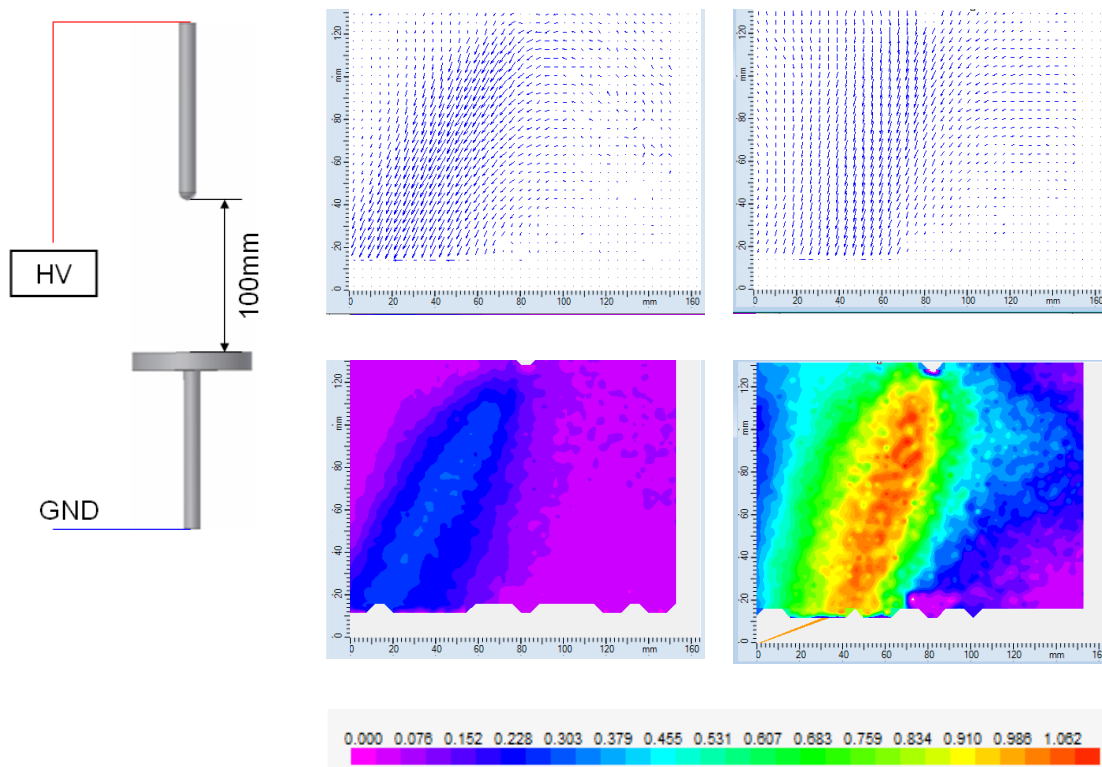




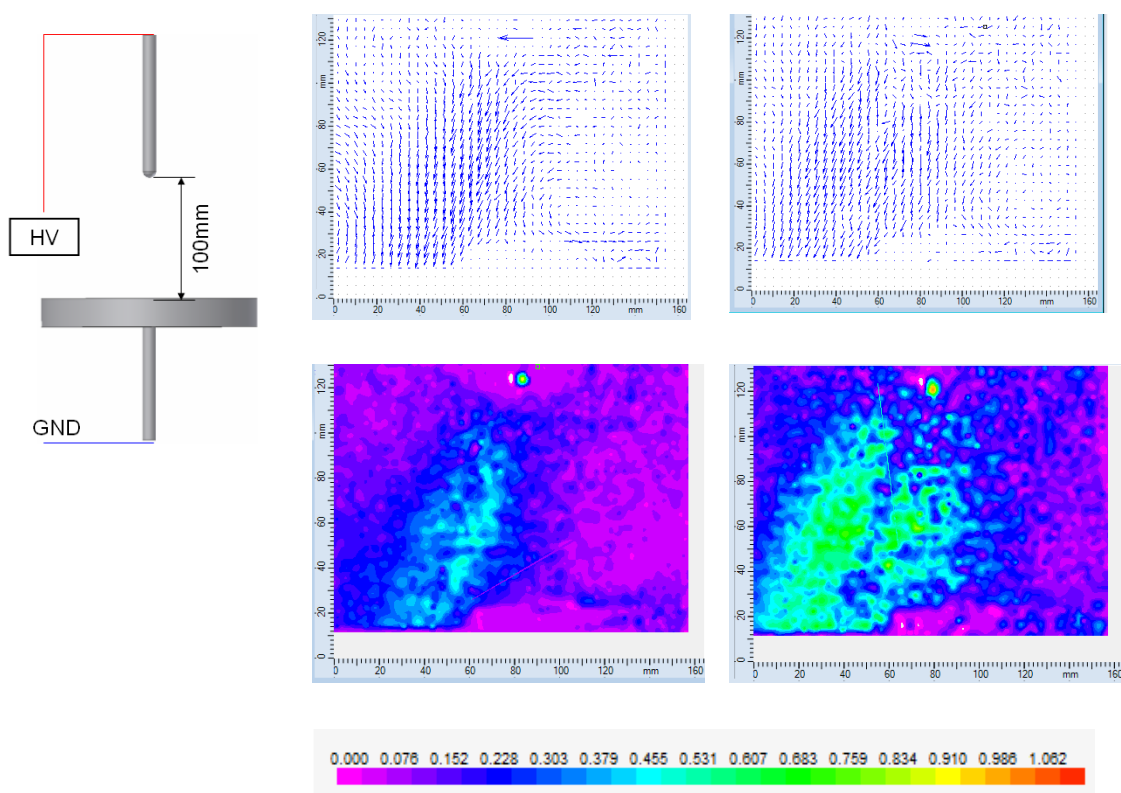
Proudění při konfiguraci hrot - hrot.



Proudění při konfiguraci hrot - malá plocha, průměr 25mm



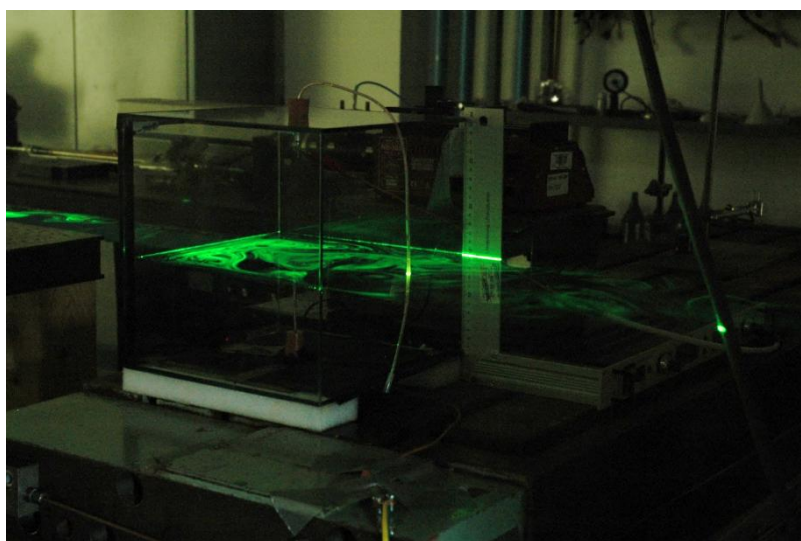
Proudění při konfiguraci hrot - velká plocha, průměr 50mm



Experimentální praxí bylo zjištěno, že velikost povrchu elektrod v poměru 1:10 stačí k eliminaci elektrického větru a tím nedochází ke snosu vláken a částic z kolektoru.

Princip vizualizace a měření proudění vzduchu vyvolaného ionizací je založena na měření pohybu částic (Obr. 70). Ačkoliv se jednalo o částice s velmi nízkou dielektrickou konstantou, při vyšších napětích se na nich také projeví vliv elektrické síly, která jejich pohyb ovlivní a částice přestanou sledovat proudění vzduchu.

Na vektorových mapách je dobře patrný kanál ve středu rychleji proudících částic. V tomto prostoru lze předpokládat vyšší přítomnost iontů, které mění hustotu vzduchu a nedovolují přiměřené nasycení. Rychlost pohybu částic kanálem odpovídá maximální rychlosti pohybu iontů, která při vzdálenosti elektrod 110mm a přiváděném kladném napětí 20kV odpovídá podle vztahu $v = \mu E$ hodnotě kolem 400m/s. Pohybující se ionty naráží do prachových i sytících částic, předávají jim část svojí hybnosti. Vlivem nepoměru velikostí vyvolá předaná energie rychlost pohybu, který je až o 3 řády menší.



Obr. 70 Nasycení boxu olejovými částicemi při vizualizaci laserovým měřicím systémem

Na pohyb částic v elektrostatickém poli má kromě působení sil elektrického pole také vliv působení sekundárně vyvolaného proudění vzduchu. Toto proudění vzniká pohybem iontů od nabitých elektrod a je obecně známé pod pojmem elektrický vítr.

Pro průmyslovou praxi má sekundární proudění negativní efekt, protože může být jedním z faktorů, které způsobují snos částic ze sběrače.

Vizualizace sekundárního proudění metodami využívající sytící částice byla potvrzena metodami, které využívají principu změny indexu lomu prostředí.

7.4. Využitelnost šlírové a interferometrické metody pro vizualizaci sekundárního proudění

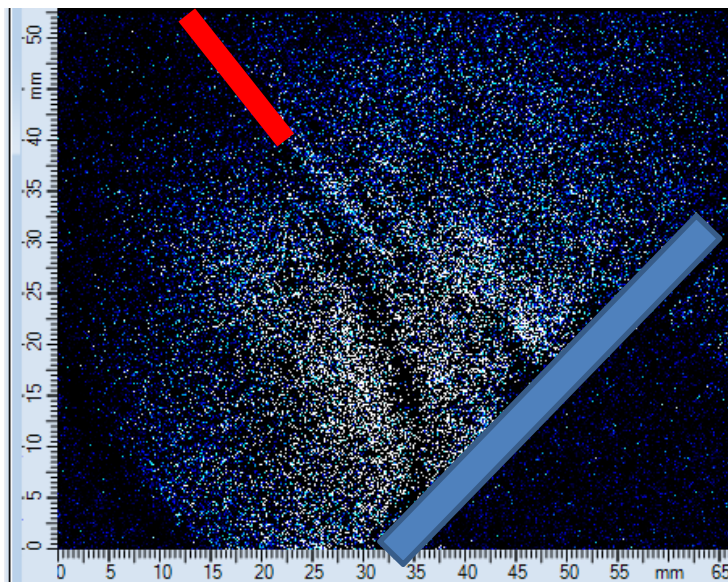
Pro prvotní kvalitativní posouzení proudění je v mechanice tekutin hojně využívána šlírová metoda. Šlírová metoda umožňuje základní vizualizaci proudění bez sytícího média. Výsledky této metody při vhodném nastavení vstupních parametrů poskytují základní charakteristiky procesu. Pro přesnější popis proudění je dále zvolena některá z dalších metod, tj. LDA, PIV, které poskytují nejen kvalitativní posouzení, ale také kvantitativní popis směru a rychlosti proudění tekutin. V této disertační práci byla šlírová a interferometrická metoda využita pro odhad průběhu sekundárního proudění.

Šlírová metoda zachycuje změnu indexu lomu prostředí ve vyhodnocované oblasti (obr. 71). Změna indexu lomu může být vyvolána nehomogenitou prostředí, lokální změnou teploty, hustoty atd. V případě elektrostatických procesů přítomnost iontů mezi molekulami vzduchu vyvolá částečnou změnu hustoty prostředí, ale hlavním podílem na vzniku lokální změny indexu lomu je lokální gradient teploty. Korónový výboj je označován jako nízkoteplotní plasma. Teplota plasmy, která vzniká v těsné blízkosti hrotu elektrody napojené na vysoké napětí je v literatuře stanovena spektroskopicky na rozmezí 420 až 460K [64].

V závislosti na nastavení šlírové metody se na stínítku oblastí lokální kladný gradient teploty projeví tmavou oblastí. Tmavá oblast má tvar průběžných linií, v případě kapilára/plochá elektroda o průměru 45mm, nebo rozptýleného oblaku při uspořádání hrot/hrot, rýsujících se mezi elektrodami. Souběžně s tmavým pruhem se na stínítku zřetelně objevuje i světlejší pruh, který odpovídá zápornému gradientu teploty.

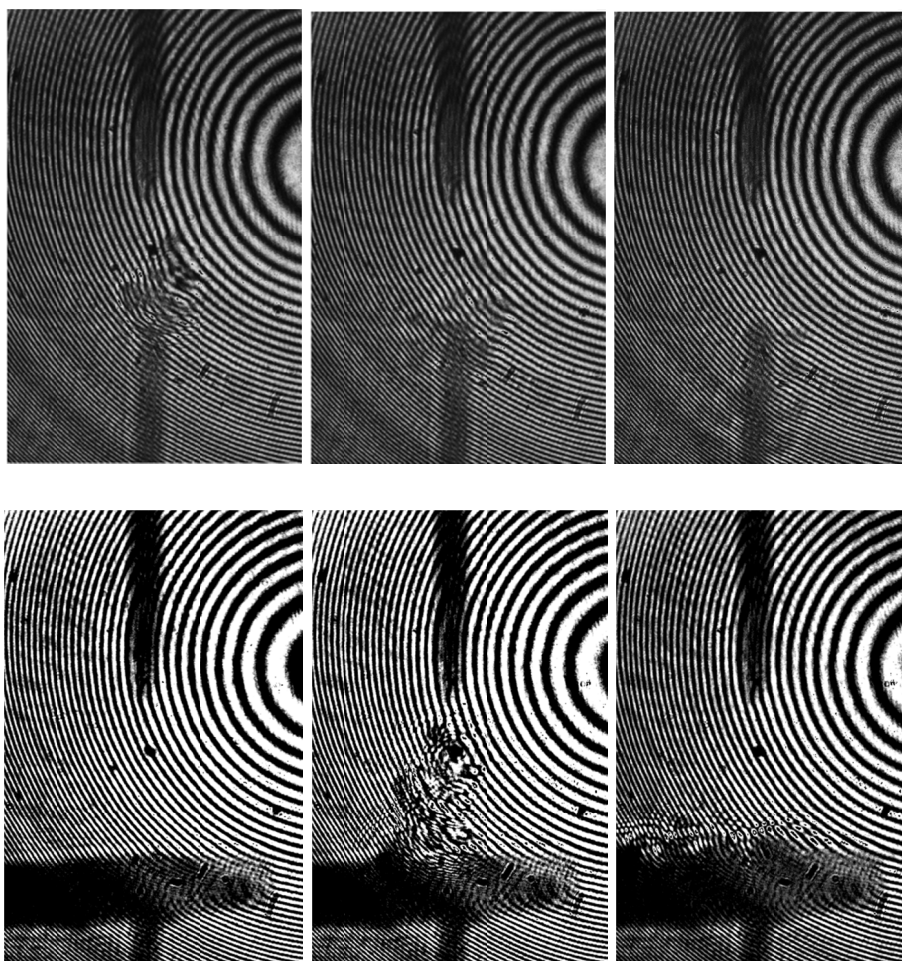
Molekuly vzduchu v okolí korónového výboje jsou tímto ohřívány, ale zároveň urychlovány vznikajícími ionty směrem k opačné elektrodě. Pohyb ohřátých molekul je zaznamenán tmavou linií. Zároveň se na místo ohřátých molekul tlačí chladnější

molekuly vzduchu, které vytváření záporný gradient teploty a projevují se světlejším pruhem. Současně tato vizualizace poskytuje informaci o stavu proudění v okolí sběrače. Na obrázku 71 je patrný odklon teplejšího proudění od sběrače v důsledku vzniku mezní vrstvy, která brání jejímu přilnutí.



Obr. 71 Vizualizace proudění šlírovou metodou, konfigurace hrot-kolektor 50mm při napětí 31kV

Metoda digitální holografie zachycuje obdobné změny, jako šlírová metoda. V případě sledování průběhů elektrostatických procesů lze předpokládat lokální změnu indexu lomu vyvolanou lokální změnou hustoty prostředí. Lokální změna hustoty prostředí je vyvolána změnou chemické a fyzikální podstaty prostředí vlivem přírůstku volných iontů, které se velmi rychle pohybují od jedné elektrody k druhé, nebo jak bylo pozorováno u šlírové metody změnou teploty. Změny se projevují vychýlením struktury interferenčního obrazce (obr.72). Rozborem změn interferenčního obrazce byl zjištěn nástup proudění při hodnotách napětí 6kV, při překročení bezpečného rozsahu napětí dojde k výboji a proudění vzduchu ustane.



Obr. 72 Záznam proudění interferometrem mezi elektrodami jehlového zvlákňovače.

Interferogram byl analyzován obrazovými metodami (prahováním, dávkovou konverzí, úpravou jasu a kontrastu) a jeho struktura posléze vyhodnocena na směr pohybu vzniklého proudění a změnu indexu lomu porovnáním dvou po sobě jdoucích obrazů a referenčního obrazu. Za referenční obraz byl označen takový záznam, při kterém je interferenční obrazec promítán na vyhodnocovanou oblast bez spuštění procesu. Záznamová frekvence použité rychlokamery byla nastavena na 1kHz.

Lokální změnu indexu lomu lze vyhodnotit z lokálního posuvu interferenčního proužku. Vzdálenost tmavých interferenčních proužků je rovna fázovému posunu 2π . Posun části proužku je přímo úměrný posunu fáze, lokální změnu indexu lomu lze následovně vyjádřit ze vztahu pro výpočet fázového posunu $\Delta\varphi(y) = \frac{2\pi}{\lambda}(n(y) - n_{REF})l$, kde l je šířka vyhodnocované oblasti, n_{REF} odpovídá původnímu indexu lomu prostředí, kterým je v našem případě vzduch (1,00026 při normálním atmosférickém tlaku), $n(y)$ lokální

index lomu, λ vlnová délka použitého světla (532nm), $\Delta\phi(y)$ je lokální fázový posun. Numerickým řešením výše zmíněné rovnice, po náležité úpravě pro geometricky symetrický systém lze vyjádřit průběh lokálních změn indexů lomu. Vztahem lokálním změn indexu lomu přes stavovou rovnici plynu polytropického děje lze dopočítat lokální změnu hustoty prostředí, případně změnu počtu částic plynu.

Obě metody použité při kvalitativním posouzení elektrostatických procesů v podstatě částečně potvrdily přítomnost proudění. Ani jedna z metod ovšem nepřispěla ke kvantitativnímu popisu děje, naopak s sebou přinesly řadu nových otázek a možností náhledů, např. vizualizace teplotního pole v okolí elektrod, které vyžadují hlubší analýzu.

7.5. Odhad rychlosti sekundárního proudění

Rychlost sekundární proudění vyvolaného pohybem molekul lze řešit rozbořem kinetických energií. Celková energie připadající na jeden pohybující iont, která je dodávána do elektrostatického procesu prostřednictvím vysokého stejnosměrného napětí a velmi malých elektrických proudů, je dána velikostí vstupního napětí a elementárního náboje e .

Přesná hodnota byla vyvozena ze znalosti součtů hmotností protonů, neutronů a zbytku elektronů v ionizované molekule. Při výpočtu není uvažována s výskytem strimerů a korona je stacionární.

Celková vstupní energie, vztažena na celý systém, je pro vstupní napětí 15kV, proudu 100mA a vzdálenosti elektrod 110mm rovna kinetická energii driftujících iontů podle Wannierovy formulace [65]:

$$W = \frac{1}{2}(m_g + m_i) \cdot v_d^2 + \frac{3}{2}kT_g, \text{ kde} \quad 7.4$$

m_g, m_i hmotnost molekul a iontů vzduchu v objemu

T_g teplota vzduchu [K]

k Boltzmanova konstanta $1,380\,6488 \cdot 10^{-23}$ [J/K]

$v_d = \mu E = (\mu n_g) \cdot \left(\frac{E}{n_g}\right)$ rychlost iontů, kde $\mu n_g \sim 5,4 \cdot 10^{21}$ a $E/n_g \sim 5 \cdot 10^{-21}$,

μ elektrická pohyblivost iontů ve vzduchu, která odpovídá hodnotě $2\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$,

n_g počet molekul vzduchu v objemu (v 1 cm^3 je $2,70 \times 10^{19}$ všech molekul $\Rightarrow 2,7 \times 10^{25} \text{ v m}^3$)

Síla přenesená z iontů na molekuly neutrálního plynu $F_e = qn_i E_i$ a $F_e = m_g n_g a$, vyjádřením urychlení $a = \frac{q \cdot n_i E}{m_g n_g}$ z obou vztahů. Časová konstanta pro mezimolekulovou vzdálenost plynu $l = t_g$, pro ionty t_i : základní výraz pro rovnoměrně zrychlený přímočarý pohyb: $l = \frac{1}{2} a t^2$, odtud vyjádření t_g a dosazením za a :

$$t_g = \sqrt{2 \frac{l}{a}} = \sqrt{2 \frac{l m_g n_g}{q n_i E}} \quad 7.5$$

Směřovaná kinetická energie vztažená pro plyn: $W = F_e \cdot l$, energie spotřebovaná na pohyb molekul plynu je $W_g = q n_i E l$. Energie spotřebovaná za dobu t_g elektrickým polem: $W = U \cdot j_{sat} \cdot t_g = l E j_{sat} t_g$, kde $n_i = \frac{j_{sat}}{q \mu E}$

Dosazením do vzorců, které porovnávají velikost energie pro pohyb molekul plynu a celkové energie system dostaneme:

$$\frac{W_g}{W} = \frac{q n_i E l}{l E^2 n_i q \mu T_g} = \frac{t_i}{t_g} = \sqrt{\frac{j_{sat} l}{2 (\mu n_g)^3 \left(\frac{E}{n_g}\right)^2 m_g}} \quad 7.6$$

Střední volná dráha l pro O_2 při teplotě 0°C a tlaku $101,325 \text{ kPa}$ je $2,78 \times 10^{-6} \text{ cm}$.

l střední volná dráha molekul vzduchu $l = \frac{k \cdot T}{p \cdot \pi \cdot d^2 \cdot \sqrt{2}}$, kde d je průměr molekuly, p atmosférický tlak [Pa] (101325 Pa), T teplota [K], k Boltzmanova konstanta, pak například pro vodík 110 nm , kyslík $63,3 \text{ nm}$, oxid dusičitý $38,7 \text{ nm}$.

Výsledná rychlost pohybu molekul plynu vychází ze základní rovnice přímočarého pohybu: $l = \frac{1}{2} a t^2$, dosazením za t $t = \frac{v}{a}$ dostaneme vyjádření pro dráhu $l = \frac{1}{2} \frac{v^2}{a}$. Z tohoto vzorce vyjádřením rychlosti molekuly plynu v_g získáme vztah:

$$v_g = \sqrt{2 l a}, \text{ úpravou vztahu } v_g = \sqrt{\frac{2 H j_{sat}}{m_g n_g \mu}} \quad 7.7$$

Dosazením následujících parametrů do vztahu (7.7), kde

H je vzdálenost elektrod,

j_{sat}	saturační proud $j_{sat} = 2\mu\epsilon_0 \frac{U^2}{d}$, po dosazení ϵ_0 8,85pF/m a μ elektrické pohyblivosti iontů se vztah zjednoduší na $j_{sat} \approx 4 \frac{U^2}{d}$, což při vstupním napětí 15kV a vzdálenosti elektrod 110mm činí $j_{sat} = 2\mu A$, pak plošná hustota saturačního proudu je $0,18\mu A/cm^2$,
E/n_g	$5 \cdot 10^{-21} Vm^2$,
μn_g	$5,4 \cdot 10^{21} (Vms)^{-1}$,
m_g	hmotnost protonů ($1,67 \cdot 10^{-27} kg$), počet protonů v jedné molekule plynu, tj. molová hmotnost vzduchu ($28,96 kg/mol$), pak celková hmotnost molekul vzduchu odpovídá $29 \times 1,67 \times 10^{-27} kg$.

Dosazením do vzorce (7.7) se střední rychlost pohybu molekul $v_d \approx \sqrt{1,5} = 1,22 m/s$.

Vypočítaná střední rychlost pohybu molekul vzduchu odpovídá rychlosti naměřené PIV technikou při sycení prostoru mezi elektrodami olejovými kapkami, kdy střední rychlost pohybu kapek se pohybovala okolo 1,15m/s. Tato rychlost závisí na vzdálenosti elektrod a použitém napětí a při změně těchto parametrů se liší. Energie, která vyvolá pohyb molekul vzduchu a tím sekundární proudění odpovídá 6,17% celkové energie dodané systému. Elektrostatické procesy však probíhají při intenzitách elektrického pole, kdy vzniká korónový výboj, většina energie je spotřebována právě na tento výboj a účinnost procesu na pohyb částic je nižší.

8. VZÁJEMNÝ VLIV SEKUNDÁRNÍHO PROUDĚNÍ A ELEKTROSTATICKÝCH PROCESŮ

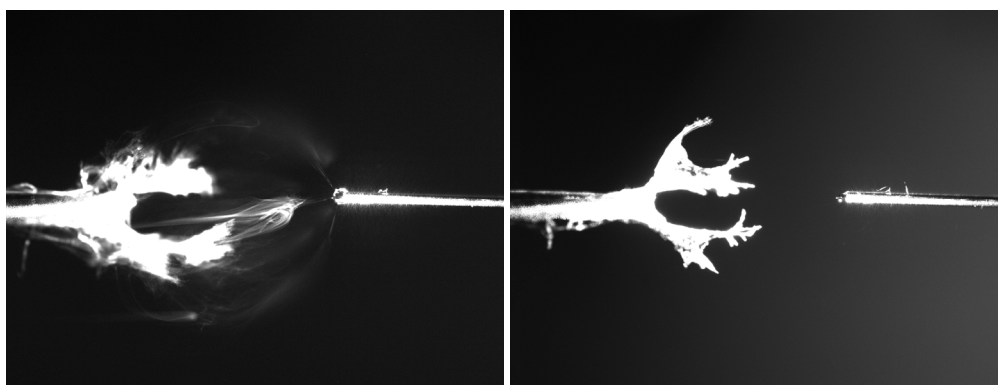
Při průmyslové výrobě částic pomocí elektrostatických metod je záchyt částic na požadované vrstvě stále značným problémem. Většinou má na vytvoření neefektivní vrstvy vliv izolační pokladový materiál. Jak bude objasněno v této kapitole, svoji úlohu v této fázi procesu uplatňuje i okolní proudění vyvolané pohybem iontů a molekul vzduchu mezi elektrodami.

Vznik nedostatečné nebo velmi nehomogenní vrstvy částic na sběrači byl dosud odůvodňován teorií, která vycházela z elektrických poměrů, nábojů na vláknech a částech stroje, popř. vlastnostech záchytné vrstvy.

Při pohybu v elektrostatickém poli je částice dloužena, vysychá - polymer se zbavuje molekul rozpouštědla a průměr částice se zmenšuje. Při dopadu částice na sběrač částice obsahuje pouze 30% rozpouštědla. Množství částic, které takto během velmi krátké doby vznikne, se usadí ve formě pavučiny nebo tenké vrstvy na sběrné elektrodě. Při vzniku tenké vrstvy stejně nabitých částic jsou další přilétající stejně nábojově orientované částice touto vrstvou odpuzovány, což znemožňuje jejich další usazení. Stejný princip funguje i u vlákenných struktur. Na povrchu polymerních vláken, která nejsou elektrickými vodiči, ale naopak izolanty, zůstává stejně orientovaný náboj, jako mají vlákna právě vzniklá. Nová vlákna jsou pak touto vrstvou odpuzována a dále se neusazují. [54][55]

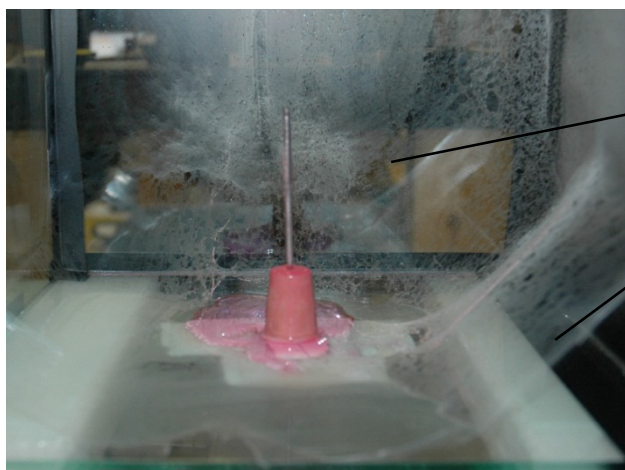
Pokud není záchytná elektroda navržena jako plovoucí, ale je přivedena na uzemnění, tak je tomu i v průmyslové praxi, je zbytkový náboj na částicích odveden. Výsledná vrstva částic je pak celkově neutrální. Při průmyslovém zpracování vlákenných vrstev je usazená vrstva neustále odtahována a proto nedochází k jejímu navýšení do té míry, aby došlo k odizolování uzemněné elektrody. Z tohoto hlediska, není teorie přebytku náboje dostatečná a musí existovat jiná příčina, která působí, snos vláken ze sběrače.

Při experimentech s koncentrovanými roztoky PVA, tj. 16% o vysoké vodivosti. Vodivost roztoku byla uměle zvýšena obohacením roztoku o volné ionty prostřednictvím přidané soli. Díky zvýšené vodivosti roztoku vznikla na uzemněné elektrodě o velmi malém průměru keříčkovitá struktura vláken (obr. 73), která masivně přitahovala další vznikající vlákna o průměru stovek mikrometrů. Tato struktura byla přitahována ke kladně nabitě kapiláře. Struktura vláken prodlužovala uzemněnou elektrodu, tím se zmenšovala mezelektrodová vzdálenost při konstantně nastaveném napětí. Zvýšením lokální intenzity pole při kapiláře narostla rychlost proudění. V krajní vzdálenosti mezi strukturou a kapilárou došlo k přeskoku výboje a zhroucení celé struktury.



Obr. 73 Nárůst keříčkovité struktury při nabitěm sběrači. Elektrická vodivost pracovní kapaliny je upravena přidáním soli.

Pokud pracovní kapalina 16% PVA nebyla obohacena o volné ionty, keříčková struktura se vůbec nevytvořila a vlákna byla zachycena na nejbližší překážce, nebo chaoticky poletovala uvnitř boxu a byla zachycena skleněnými stěnami (obr. 74). K obdobnému efektu dochází i uvnitř zvláknovacích zařízení.



Uzemněný sběrač jako hrotová elektroda.

Pavučina z jemných vláken, usazených na skle experimentálního boxu.

Obr. 74 Vznik náhodné struktury vláken uvnitř experimentálního boxu.

Přestože jsou splněny podmínky uzemněných vláken i celé vlákenné vrstvy, lze pozorovat odklon vláken od sběrače. Vlákná i částice se od uzemněného sběrače odklánějí a usazují se na okolních izolovaných předmětech.

Vzniklé částice svůj náboj během průletu slábnoucím elektrostatickým polem ztrácejí. Náboj je neutralizován. V důsledku tohoto jevu jsou částice dopadající na elektricky izolované plochy nábojově neutrální. Izolované plochy na ně nepůsobí elektrostatickou silou, na rozdíl od elektrostatických sběrných panelů, do kterých je za tímto účelem přiváděno vysoké napětí. Na částice, které setrvávají ve svém pohybu, působí gravitační síla a síla vyvolaná prouděním v okolí elektrody.

Částice jsou ke sběrači poutány několika mechanismy: Brownova difúze, vnitřní stlačení pohyby díky vnějším silám jako elektrostatické a forézním silám. Zásadní vliv na usazení částic na kolektoru má i dopadová rychlost částic. Teoretické řešení usazování je založeno na řešení Navier-Stokesových rovnic pro pole proudění a rovnic pohybu částic vlivem vnějšího pole. Znalost finální velikosti částic umožní odhad stupně účinnosti zachytu částic na kolektoru. T. HARDY určil, že síla, která je zapotřebí k odfouknutí horní vrstvy nabitého usazené vrstvy částic musí být asi 100x větší než gravitační síla. [51][54]

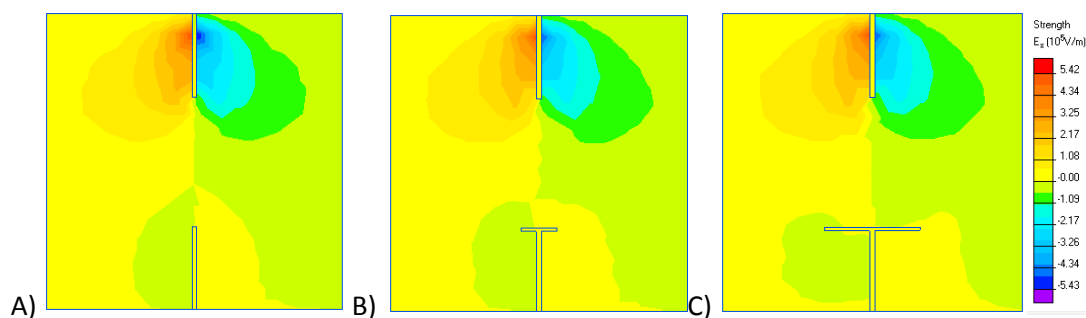
Problematické chování částic některých kapalin lze proto vysvětlit rozбором převládajících sil. Pokud kapalina obsahuje dostatečné množství volných nábojů (polární dielektrikum), lze uvažovat o převládající elektrické síle. Pokud je kapalina

nepolárním dielektrikem, převládající silou působící na pohyb částic je síla dielektroforetická.

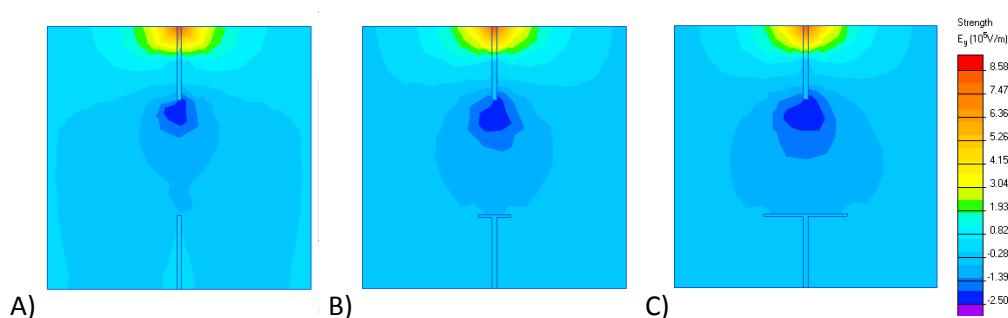
S vývojem korónového výboje, který je přítomný na hrotech s vysokou intenzitou pole souvisí i vznik sekundárního proudění a její poměr vůči elektrické síle na vybrané polární a nepolární kapaliny. Z provedených měření lze usuzovat na chování roztoků, jejichž rozpouštědly jsou vybrané kapaliny a vyjádření rozboru působících sil na vznikající částice částečně vysvětluje vznik nedostatečných vrstev na sběrači při práci s těmito pracovními kapalinami. Také je zde ukázán vliv konfigurace elektrod. Pokud je plocha elektrod stejná, vznik proudění je výrazný, zmenšením plochy jedné z elektrod dojde k útlumu proudění a při poměru ploch elektrod proudění téměř vymizí. [18][55][56][57]

8.1. Vliv intenzity elektrického pole na chování polárních kapalin

Chování částic polární pracovní kapaliny lze velmi dobře ovlivnit prostorovým rozdělením intenzity pole. Prostorové rozdělení složek intenzity pole ve směru osy $x - E_x$ a $y - E_y$ velmi dobře koresponduje s výsledky PIV měření pohybu kapek (obr. 75 a 76), a rozboru složky rychlosti v_y , která odpovídá odpuzování částic od kapiláry a jejich přitahování sběračem a v_x , která vystihuje vzájemné odpuzování shodně nabitých kapek v okolí kapiláry. Tento vztah byl prokázán při jednoduchém experimentu, kdy byla zaměněna polarita elektrod. Nejprve bylo stejnosměrné napětí o velikosti 6kV přivedeno na sběrač o průměru 50mm umístěný ve vzdálenosti 60mm od ústí kapiláry. Poté bylo stejně velké napětí přivedeno přímo do roztoku a sběrač byl uzemněn. Pracovní kapalinou byl etanol, tzn. polární látka. Při první části experimentu byly kapky výrazně přitahovány ke sběrači, což ovlivnilo i jejich pohyb a zrychlení. Plocha kladně nabitého sběrače ovlivnila pohyb i částic pohybujících se mimo kolektor, tyto částice změnilly dráhu pohybu. Nejvyšší rychlost v okolí nabité kapiláry a uzemněného kolektoru se pohybovala okolo 4,5m/s, nejvyšší rychlost v těsné blízkosti kolektoru byla naměřena 5m/s (obr. 77).

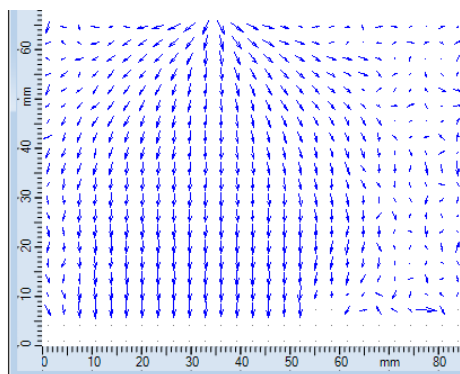


Obr. 75 Skalární mapa intenzity elektrického pole ve směru osy x - E_x , 15kV přivedeno na kapiláru.



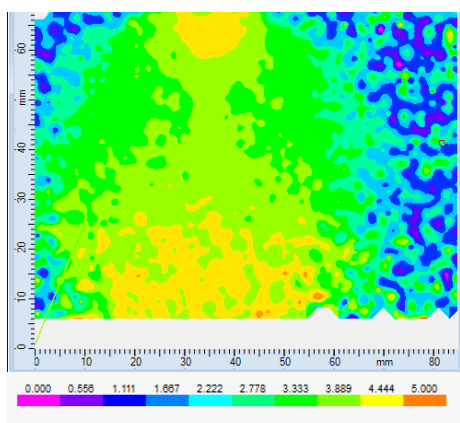
Obr. 76 Skalární mapa intenzity elektrického pole ve směru osy y - E_y , 15kV přivedeno na kapiláru.

Experiment, při kterém se využívá přepólování elektrod, je běžně využíván při hledání vhodné elektrodové konfigurace pro danou pracovní kapalinu. Při základním experimentu byla prokázána možnost použití PIV metody, jako vizualizačního prostředku při výzkumu elektrostatických procesů. Takto nastavený experiment je však principiálně chybný. Pojem přepólování je nepřesný, protože při změně zapojení přívodního napětí na různě velké elektrody (hrot - disk) dochází k celkové změně geometrie elektrického pole. Přesnější vliv přepólování změnou přiváděného napětí by bylo možné uskutečnit při stejně velkých elektrodách, např. konfiguraci hrot-hrot, která je dále v této práci využívána.

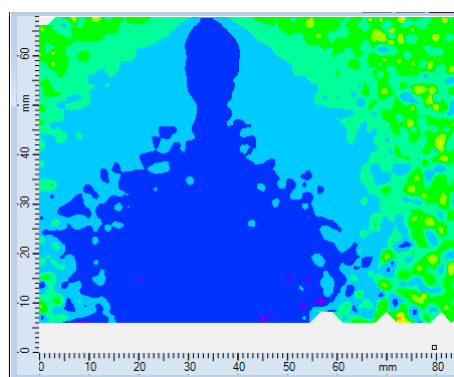
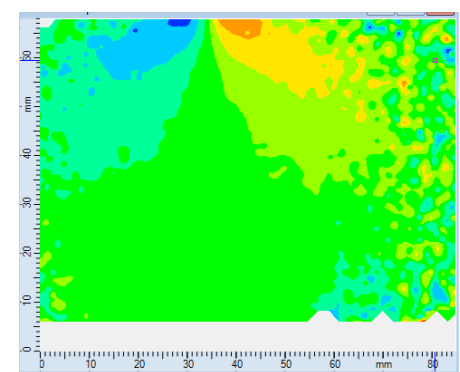


Směr pohybu částic od uzemněné kapiláry k nabitě diskové elektrodě o průměru 50mm.

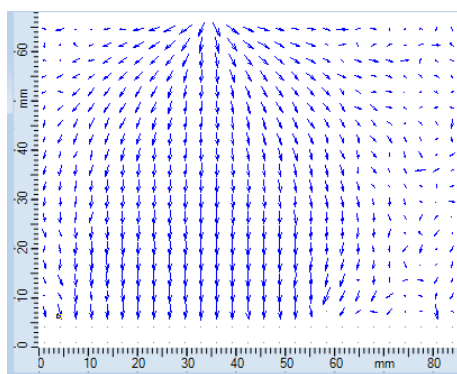
Částice v okolí sběrače jsou urychleny na 4m/s převládající elektrickou silou.



Skalární mapa velikostí rychlosti pohybu částic kapek etanolu a naznačený směr hlavního pohybu částic.

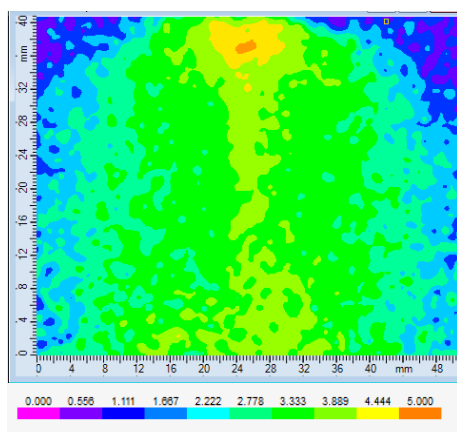


Obr. 77 Skalární mapa rozložení rychlosti pohybu kapek etanolu, vyjádření vertikální složky rychlosti v_x a horizontální složky rychlosti v_y při přivedení pozitivního napětí na kolektor

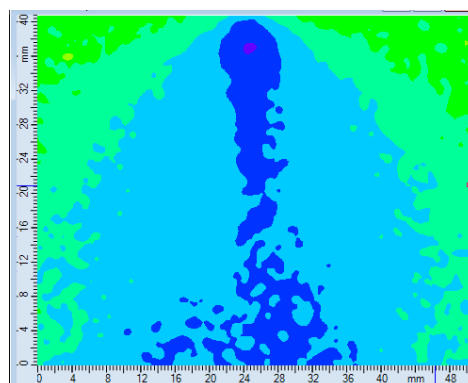
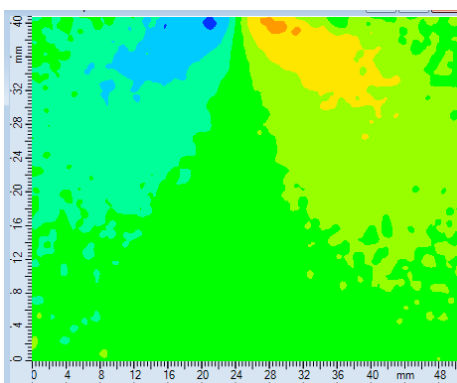


Směr pohybu částic od nabité kapiláry k uzemněné diskové elektrodě o průměru 50mm.

Zrychlení částic lze pozorovat jak v okolí nabité kapiláry, kde jsou kapky výrazně odpuzovány až 5m/s, ale také v okolí sběraček, kde dosahují rychlosti 4m/s.



Skalární mapa velikostí rychlosti pohybu částic kapek etanolu a naznačený směr hlavního pohybu částic.



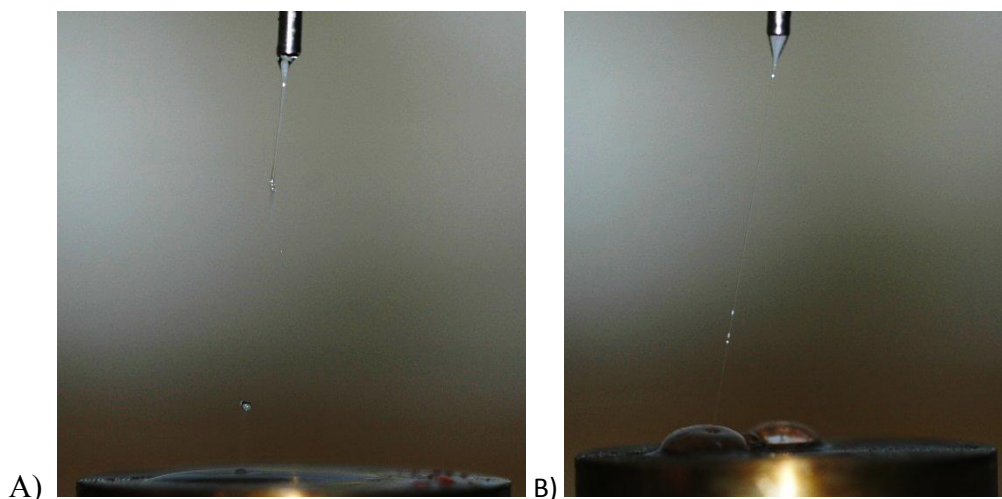
Obr. 78 Skalární mapa rozložení rychlosti pohybu kapek etanolu, vyjádření vertikální složky rychlosti v_x a horizontální složky rychlosti v_y při přepólování elektrod přivedení pozitivního napětí na kapiláru

Po změně přiváděného napětí na elektrody, kdy bylo napětí přivedeno přímo do roztoku, byl patrný vliv převládajícího náboje v blízkosti kapiláry, masivní nárůst horizontální složky rychlosti, způsobený odpudivými silami mezi kapičkami.

Na blízkost sběrné elektrody reagovaly pouze kapičky pohybující se po nejkratší trajektorii směrem ke kolektoru. Kapky, které byly ze své dráhy vychýleny, dále od sběrače jím již nebyly ovlivněny. Maximální rychlost pohybu kapek je v blízkosti kladně nabitě elektrody až 4,7m/s (obr. 78).

8.2. Vliv intenzity elektrického pole na chování částic nepochlápání kapalin

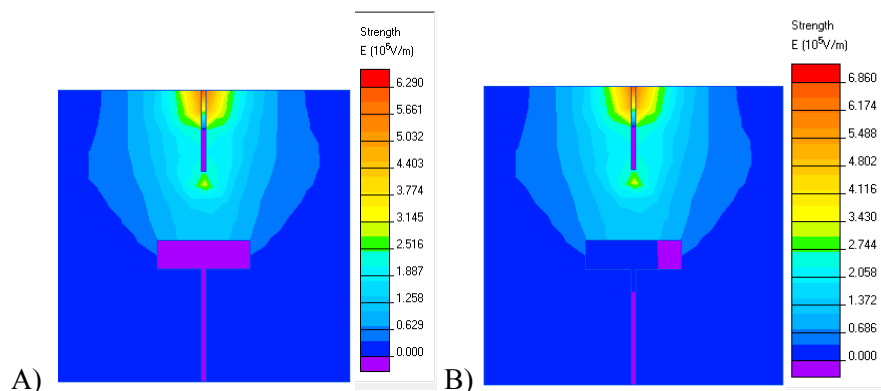
Testování vlivu přepólování elektrod bylo provedeno i na nepolární kapalině (glycerin). Z pořízených fotografií (obr. 79) je zřejmé, změna geometrie intenzity elektrického pole nemá na chování kapaliny vliv v takové míře, jaký je na polární kapaliny.



Obr. 79 Chování stabilního výtrysku glycerinu při přepólování elektrod. A) při napětí 11kV na kapiláře, B) napětí 13kV na sběrači.

Polarita vyjadřuje rozdělení náboje uvnitř molekul. Tato vlastnost je určena elektronegativitou vazby mezi jednotlivými atomy. Pro polární látky je charakteristické nerovnoměrné rozdělení elektrického náboje. Molekulu polární látky je možné rozlišit na kladnou a zápornou oblast – pól. Molekula vytváří elektrický dipól. Kladné a záporné póly takových molekul se přitahují. U polárních látek je elektrický dipól přítomný i bez působení vnějšího elektrického pole. Umístěním polární látky dojde k pouze k orientaci a uspořádání elektrických dipólů. Právě vznikem dipólu si lze vysvětlit odlišné chování nepolární látky. Hodnota kritické intenzity pole při kapiláře podle LOEBA [38] je při dané konfiguraci elektrod $3,17 \times 10^5$ [V/m], proto přiváděné

napětí na kapiláru dosahovalo hodnoty 11kV a na sběrač 12kV pro dosažení stabilního výtrysku (obr. 80).



Obr. 80 Model intenzity elektrického pole konfigurace elektrod pro testování chování nepolární kapaliny A) napětí 11kV přivedeno na hrot, B) napětí 12kV přivedeno na disk.

8.3. Odhad a porovnání sil působících na částice polárních a nepolárních látek při elektrostatických procesech

V průmyslových aplikacích je častým problémem vhodná konfigurace elektrod. Z důvodů minimalizace zvláknovacích komor se zmenšují i elektrody, zejména pak plocha sběrače, která je ve výsledku téměř stejná s plochou nabíjených kapilár. Při stejně velkých elektrodách se začínají projevovat vlivy vznikajícího sekundárního proudění. Sekundární proudění ovlivňuje chování kapek nepolárních kapalin negativním způsobem. Nepolární kapaliny (aceton, hexan, chloroform) jsou častými rozpouštědly moderních polymerů, u nichž se vyžaduje nerozpustnost ve vodě. Roztoky polymerů dosahují nejvýše 20% a proto i chování takových roztoků je obdobné chování čistých nepolárních látek.

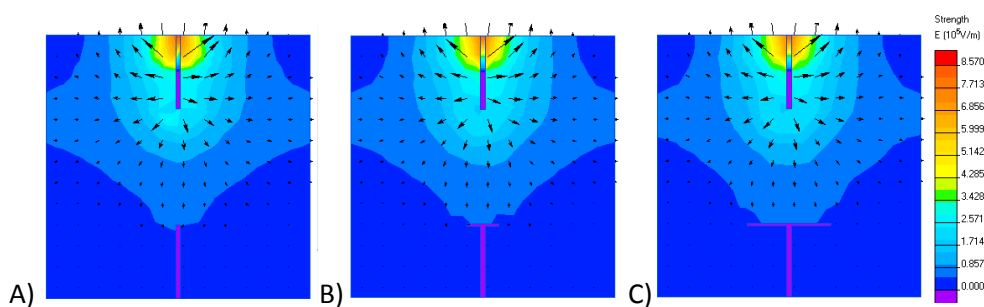
Voda a etanol jsou polární kapaliny s permanentními dipóly, u glycerinu je dipól indukovaný pouze v určité oblasti s dostatečně vysokou intenzitou elektrického pole. Dipólový moment vody je 1,84D, pro etanol 1,69D a pro glycerin jako nepolární kapalinu je dipólový moment nulový. Intenzita pole, které je nutné k vytvoření dipólu u částic glycerinu v elektrické poli vyvozená ze vzorce $E = \frac{\mu}{\alpha} = \frac{\mu N_A}{P_3 \epsilon_0}$, je $1,21 \times 10^5 \text{ V/m}$.

Při vzdálenosti elektrod 100mm musí být na jednu z elektrod přivedeno napětí

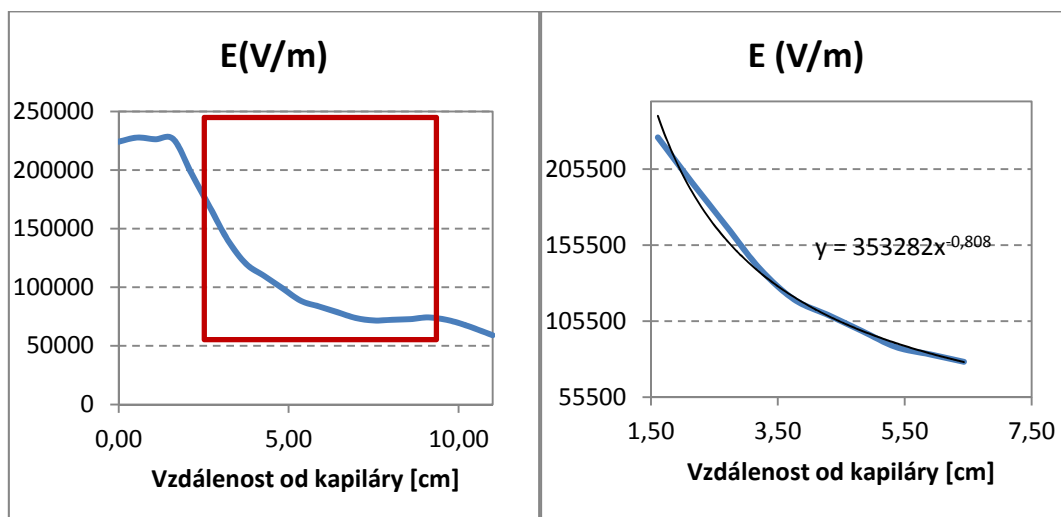
minimálně 12kV. Tak vysoké napětí již vytvoří ionzaci, která přispěje k pohybu molekul a vývoji sekundárního proudění. U nepolárních látek převládající silou, která působí jejich pohyb elektrickým polem je síla dielektroforetická.

Pro vyjádření velikosti sil na reálné kapky byl vytvořen model rozložení intenzity elektrického pole v programu QuickFieldTM (obr. 81). V ose elektrod byly odečteny hodnoty intenzity, které byly vyneseny do grafu (obr. 82) a část křivky v oblasti, ve které se již nacházejí částice, byla proložena křivkou. Rovnice křivky byla dosazena do vztahu pro výpočet dielektroforetické síly (5.7).

Velikost částic pracovních kapalin vzniklých elektrohydrodynamickou atomizací byla měřena metodou IPI. Elektrostatický proces byl měřen při stálé konfiguraci elektrod hrot-hrot, s přívodním stejnosměrným kladným napětím 15kV a vzdáleností elektrod 120mm. Při nastavených hodnotách je charakteristická velikost částic pro etanol 7 μ m, glycerin 18 μ m, voda 10 μ m v oblasti okolí kapiláry. Velikost částic není konstantní, ale naopak proměnná s okamžitou polohou, rychlostí pohybu a na čase τ_h čase, za který se vypaří určité množství kapaliny z povrchu kapky.



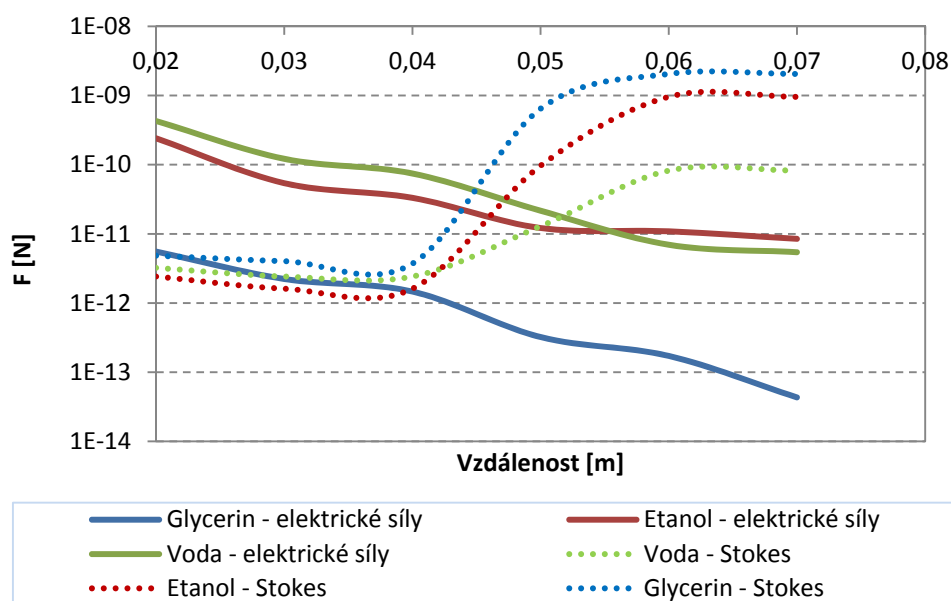
Obr. 81 Skalární mapa rozložení intenzity elektrického pole s vyznačeným vektorem intenzity pole.



Obr. 82 Průběh intenzity elektrického pole v ose elektrod

Proti silám vnějšího elektrického pole, které urychlují pohyb kapky směrem k elektrodě s opačným nábojem, působí odporová síla prostředí. Sílu sekundárního proudění prostředí lze vyjádřit ze Stokesovy rovnice $F = 6\pi\eta r v$.

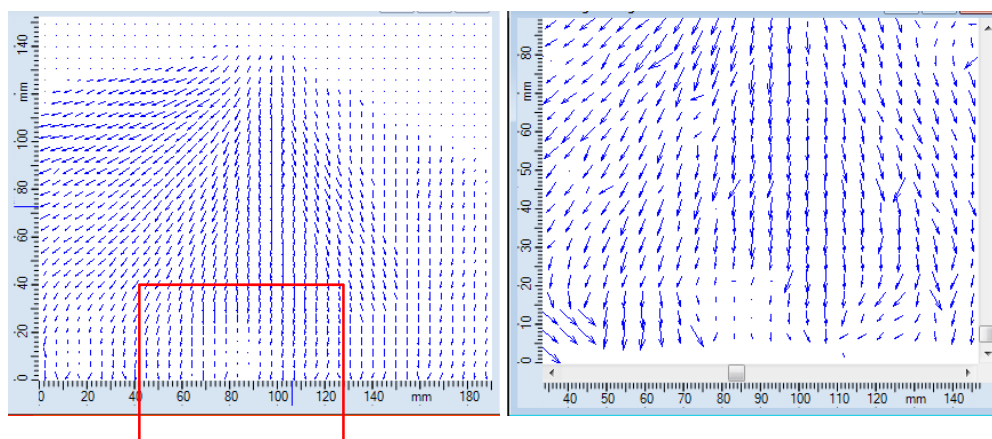
Průměrná rychlost pohybu částic při konfiguraci elektrod hrot – hrot, elektrodové vzdálenosti 110 mm a napětí 15 kV pro částice etanolu 4,7 m/s, pro glycerin 1,5 m/s a pro kapky vody 4,5 m/s. Výslednice pohybu Dosazením do vyjádření Stokesovy síly byla vyjádřena síla sekundárního proudění působícího na částice. Tato síla není v celém prostoru mezi elektrodami konstantní. Při dosazení do vzorce musí být uvažována geometrie sekundárního proudění a změně velikosti kapek, které se štěpí a vypařují, tudíž je funkcí rychlosti sekundárního proudění a velikosti kapek. Vliv sekundárního proudění vyvolaného pohybem iontů na pohyb částic, pokud uvažujeme průměrnou rychlost proudění na částice, nabývá hodnot od 0,8 po 1,2 m/s. Poměr velikosti působících sil vykresluje obrázek 81. Velikost dielektroforetické síly působící na kapky glycerinu je v oblasti sběrače o 10^4 menší než síla sekundárního proudění. Částice vody, jakožto polární kapaliny jsou ovlivněny působením stálého dipólu a nábojem, proto u těchto kapalin síla sekundárního proudění není tolik výrazná ve srovnání s glycerinem, nicméně ji můžeme zaznamenat při experimentech, kdy mění trajektorii částic v těsné blízkosti sběrače.



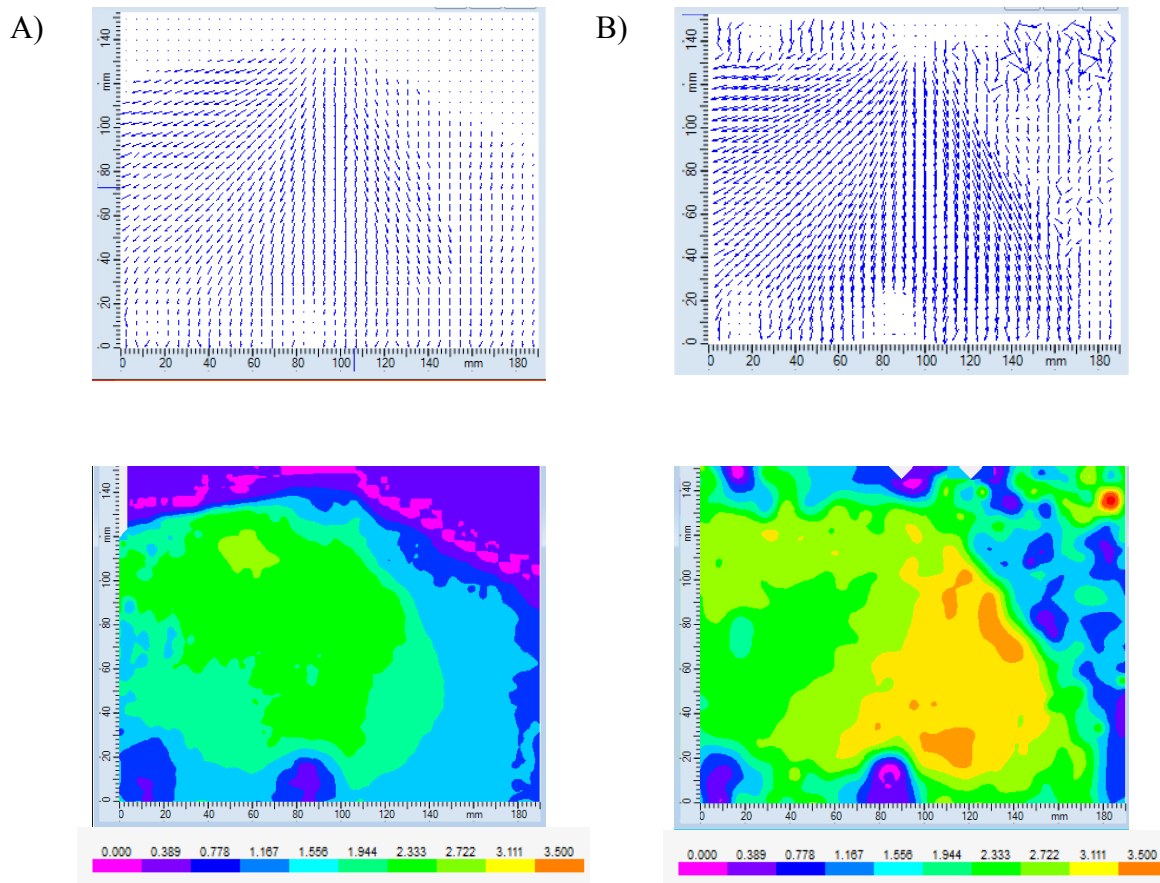
Obr. 83 Porovnání sil působících na pohyb kapek při konfiguraci elektrod hrot – hrot, vzdálenosti 110mm a napětí 15kV.

8.4. Vlivu sekundárního proudění na částice polární kapaliny

Vliv sekundárního proudění byl testován na polárních kapalinách, voda a etanol. Geometrie spreje etanolových kapek je poměrně stabilní i při napětí 10kV, při vyšším nárůstu napětí se začíná projevovat výraznější vliv sekundárního proudění. Spolu s nárůstem napětí vzrůstá i pohyb iontů vzduchu, který vyvolá následně proudění od nabitých elektrod k uzemněné. Nárůst této působící síly je dobře patrný na výsledných skalárních mapách rychlostí kapek etanolu, které zobrazují pohyb kapek polem i bezprostřední pohyb v blízkosti sběrače (obr. 84). Celá situace je dobře patrná při konfiguraci elektrod hrot-hrot.



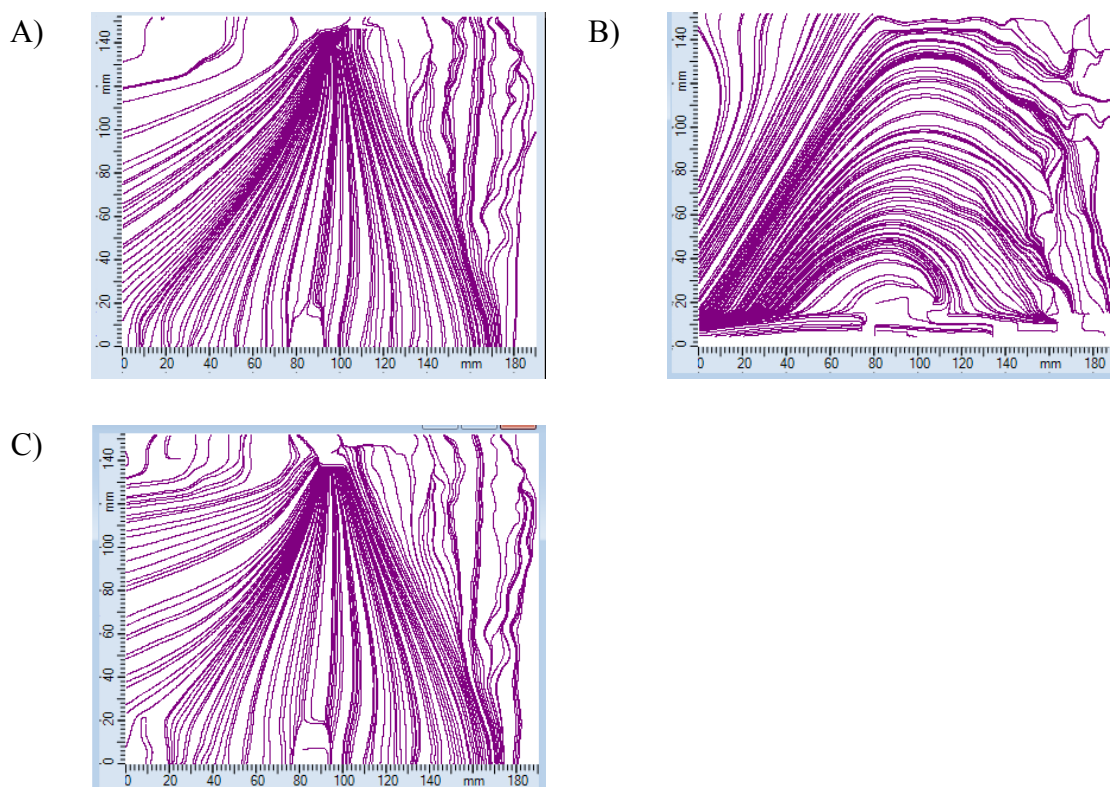
Obr. 84 Chování kapek v oblasti sběrače a detail zachycování částic na hrotovém sběrači.



Obr. 85 Pohyb částic při A)10kV a B)20kV, vzdálenost elektrod hrot – hrot 120mm, napětí je přiváděno na kapiláru.

Vznik sekundárního proudění a jeho působení na chování částic dvou různých kapalin bylo prokázáno jak matematickým výpočtem, tak přímou konfrontací výsledků.

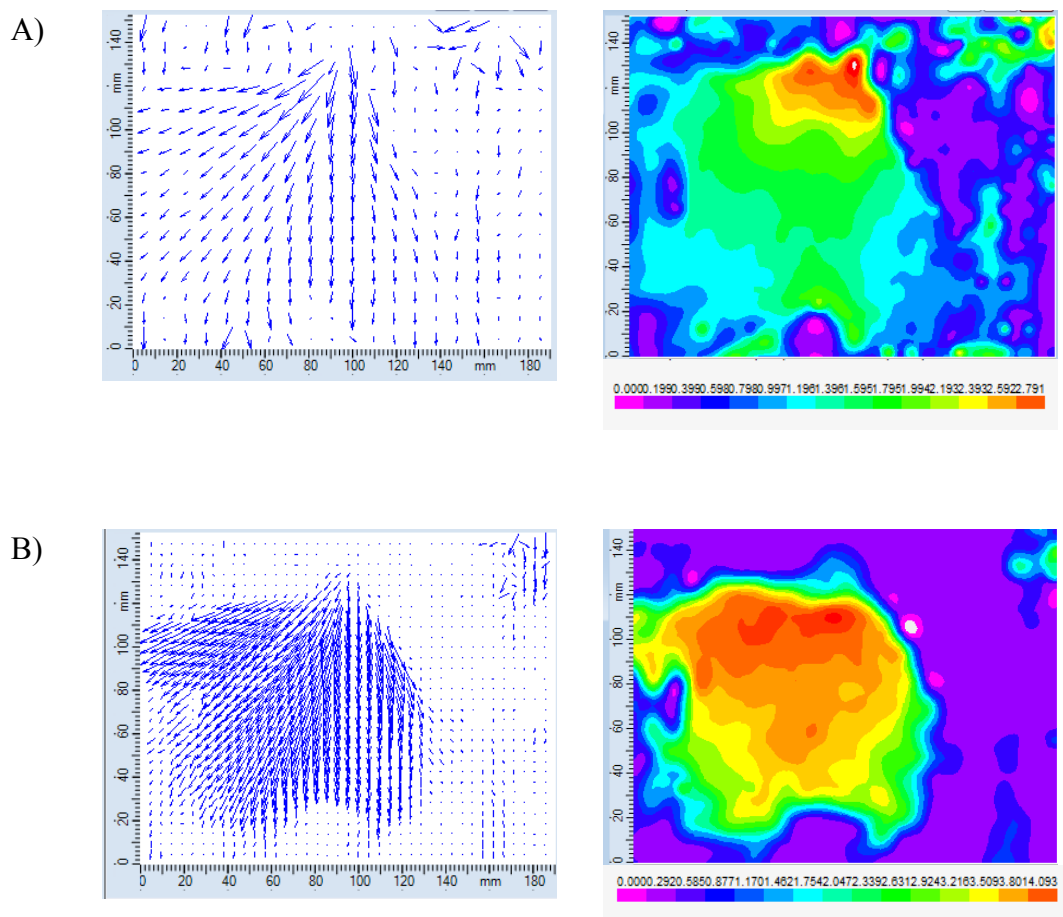
Při konfrontaci byly porovnány vektorové mapy pohybu částic a vektorové mapy pohybu sytících částic, které sledují sekundární proudění. Odečtením obou vektorových map vznikla výsledná mapa pohybu částic kapaliny bez vlivu sekundárního proudění (obr. 86). Výsledky jsou zobrazeny v podobě proudnic. Výsledné proudnice po odečtu sekundárního proudění mají stabilnější průběh a jsou více mířeny na sběrač. Z této konfrontace vyplývá zřejmé ovlivnění pohybu částic sekundárním prouděním.



Obr. 86 Znázornění vlivu sekundárního proudění na pohyb částic etanolu při 10kV A) trajektorie přirozeného pohybu kapek, B) proudnice sekundárního proudění, C) situace po vzájemném odečtení vektorů rychlosti kapek a sekundárního proudění

Druhou testovanou polární kapalinou byla voda. Chování této kapaliny v elektrickém poli je velmi proměnné a závislé na okolních podmínkách. Samotné složení vody je proměnné, co se týče obsahu solí a dalších rozpuštěných látek. Z tohoto důvodu byla při experimentech použita destilovaná voda. Elektrické síly působící na molekuly vody, které mají samy permanetní dipól (vyplývá z chemické struktury molekuly vody), jsou velmi silné v porovnání s velikostí sekundárního proudění, proto i při vyšších napětí není síla sekundárního proudění převládající. Při vyšších napětí na kapiláře v důsledku

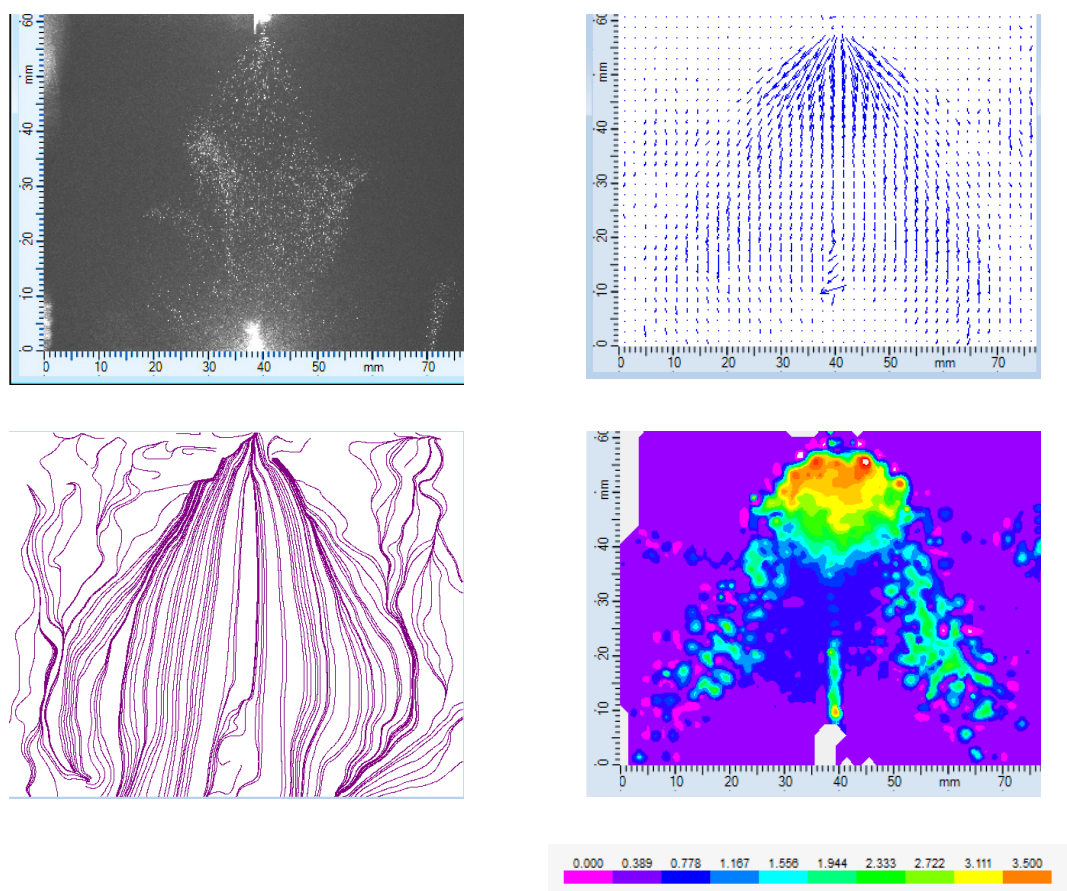
vysoké intenzity pole přechází stabilní režim do režimu nestabilního lemového nebo s mnohačetným výtryskem. Při PIV měření, a následném zpracování výsledků do vektorových map, se tato nestabilita projeví mnohačetnými oblastmi s vyšší rychlostí. Protože se jedná o nahodilý děj, při tomto experimentu převládalo vychýlení trysky k jedné straně, zřejmě vlivem nedokonale symetrického uspořádání elektrod.



Obr. 87 Chování částic vody při A) 10kV, B) 20kV, vzdálenost elektrod hrot – hrot 120mm.

Obdobné chování jako u polárních kapalin lze očekávat i u roztoků polymerů, jejímž rozpouštědlem jsou právě polární kapaliny. Příkladem je 4% vodný roztok PVA (polyvinilalkohol), jehož chování odpovídá chování polárních látek. Pro účely experimentů byla pro přípravu PVA roztoků použita destilovaná voda, tudíž byl zaručen opakovatelný výsledek pozorování i měření. V průmyslových aplikacích je destilovaná

voda nahrazenou pitnou vodou, proto i výsledky jsou často odlišné, co do průměru vláken, tak chování kapaliny v elektrickém poli.

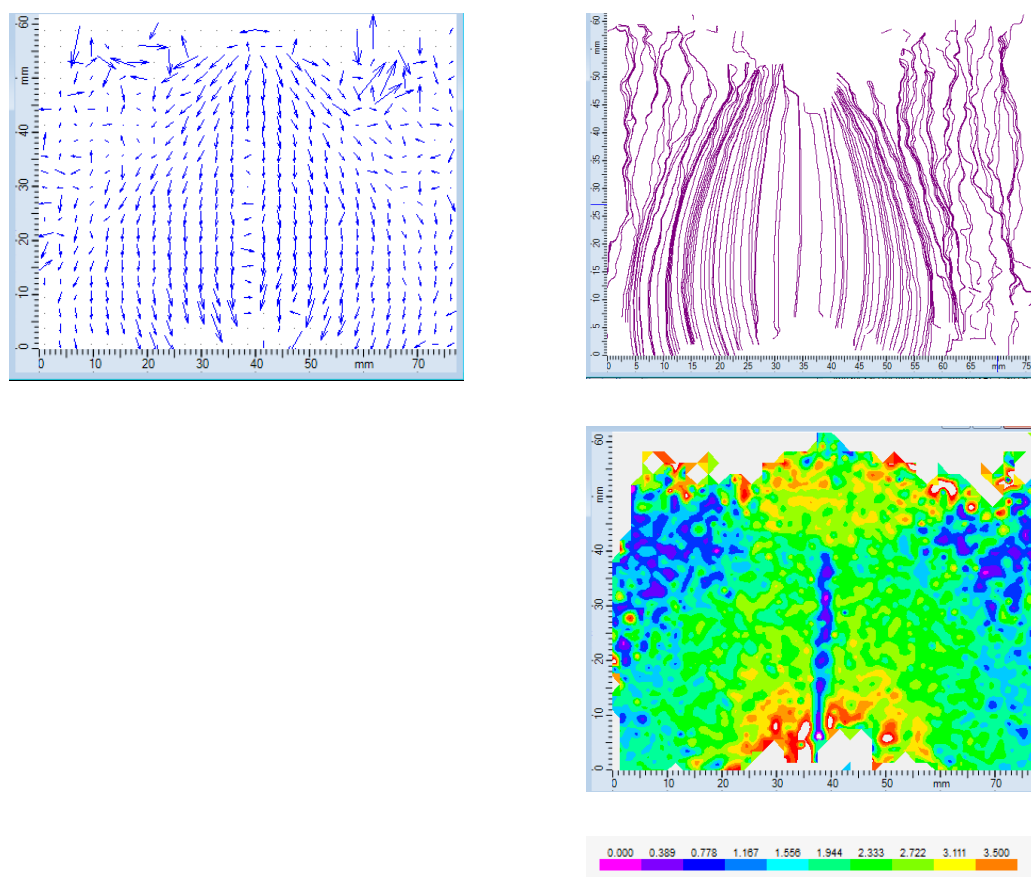


Obr. 88 Pohyb 4% PVA vláken elektrostatickým polem, skalární mapa rozložení horizontální složka rychlosti pohybu vláken, napětí je přivedeno na kapiláru

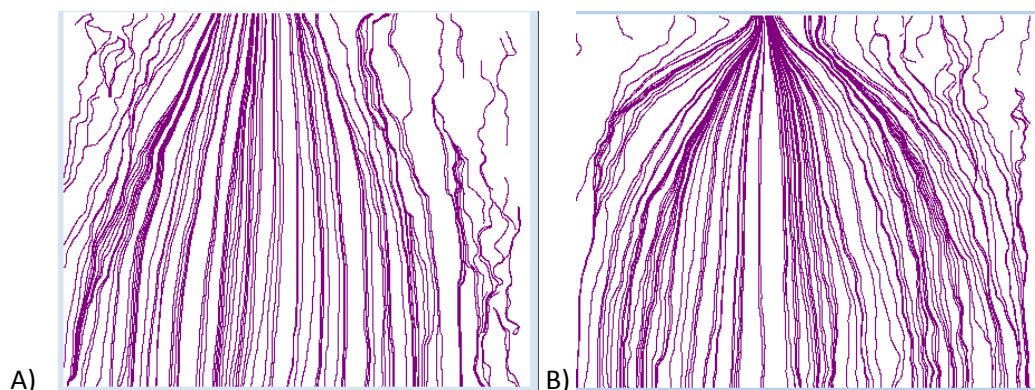
Zpracováním vektorových map byla odhalena místa, kde jsou vlákna urychlována i směr jejich pohybu ve vztahu k uzemněnému sběrači. Horizontální složka rychlosti odhaluje místa, kde dochází k největšímu nárůstu rychlosti způsobenému odpudivými silami mezi vlákny nesoucí povrchový stejně orientovaný náboj. Efekt urychlení velmi rychle ustupuje spolu s klesající intenzitou pole. Odpudivá síla v okolí kapiláry urychlí a nasměruje vlákna takovou měrou, že po průletu vláken oblastní s nižší intenzitou pole směr rychlosti přetrvává (obr. 89). Vlákna vytvoří kužel, který se v laserovém řezu zobrazí v podobě obálky. Po okrajích obálky jsou vlákna více urychlena, než vlákna, která setrvávají ve středu procesu. Vlákna po okraji obálky jsou od sběrače vzdáleny natolik, že již nejsou sběračem přitahovány. Z měření je dobře vidět rychlejší pohyb

vláken po obvodu obálky kolem uzemněné elektrody. Vlákná po obvodu spirály dosahují rychlosti 2,7m/s, zatímco vlákna, která se udrží ve středu kužele pouze 0,5m/s. Na uzemněném sběrači se usazují pouze vlákna ze středu kužele, které se pohybují nižší rychlostí. Při napětích nad 10kV a při vzdálenosti elektrod 60mm již není zanedbatelný vliv proudění vzduchu, který jemná vlákna odnáší mimo elektrodu.

Obdobně jako u polárních kapalin lze použít přepólování elektrod, tj. přivést napětí na sběrač a kapiláru uzemnit, pro usměrnění pohybu vláken ke sběrači.



Obr. 89 Situace při přepólování elektrod, pohyb vláken 4% roztoku PVA, napětí je přivedeno na sběrač



Obr. 90 Pohyb vláken 16%PVA při elektrodové konfiguraci A) hrot – hrot a B) hrot - disk

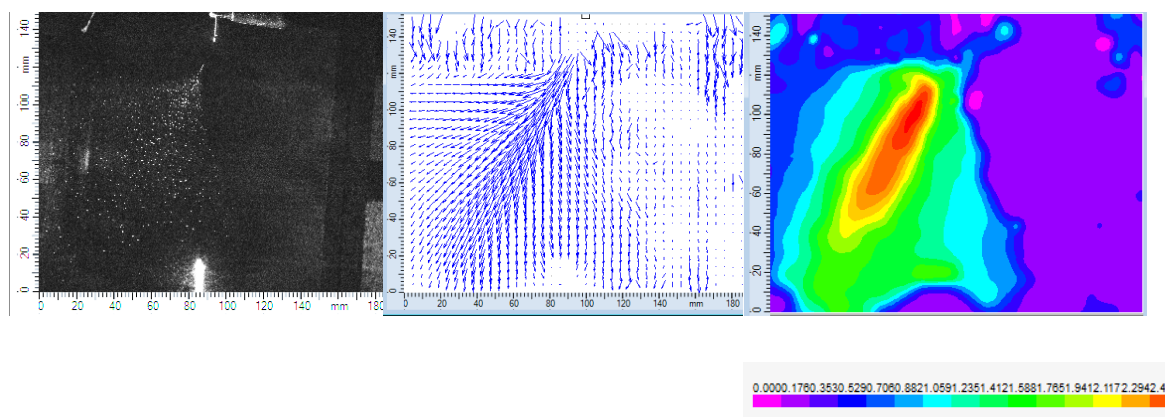
Při experimentech byla měněna uzemněná elektroda za bod, hrot, disk o průměru 30mm a disk o průměru 50mm. S větším rozdílem ploch elektrod se efekt vychýlení výtrysku snižoval, až při poměru plochy elektrod 1:10 zcela zanikl a vlákna byla orientována a zachytávána pouze sběračem (obr. 90). Při napětích kolem 20kV je proces sám o sobě nestabilní, výtrysk se rozděluje, tudíž trajektorie pohybu částic v okolí sběrného disku je rozkmitaná a nestabilní. Ke zvýšení stability procesu a zacílení pohybu částic polárních kapalin velmi dobře přispívá zvýšení vodivosti roztoku přidáním anorganických solí, nebo změnou povrchového napětí pomocí surfaktantů, tj. chemických látek snižující povrchové napětí.

8.5. Vlivu sekundárního proudění na částice nepolární kapaliny

Vliv sekundárního proudění na chování nepolárních kapalin byl měřen se zástupcem nepolárních kapalin, kterým je glycerin. Chování částic glycerinu je v podstatě ovlivněno již v první fázi jejich vzniku. Glycerinové kapky vzniklé elektrostatickým rozprašováním dosahují velikosti v rozsahu (3-50) μm . Glycerin tvoří velmi dlouhý stabilní výtrysk, který při napětích nad 20kV přesahuje délky 20mm, proto lze předpokládat, že vychýlení stabilní části výtrysku je částečně způsobeno působením sekundárního proudění. Rozprašování glycerinu je zahájeno při 10kV na 60mm vzdálenosti elektrod a výtrysk glycerinu je již při takto nízkých napětích vychýlen mimo osu elektrod. Při nárůstu napětí se vychýlení úměrně zvětšuje až do krajní hodnoty, kdy dojde k rozdělení výtrysku na dva, které jsou orientovány proti sobě a

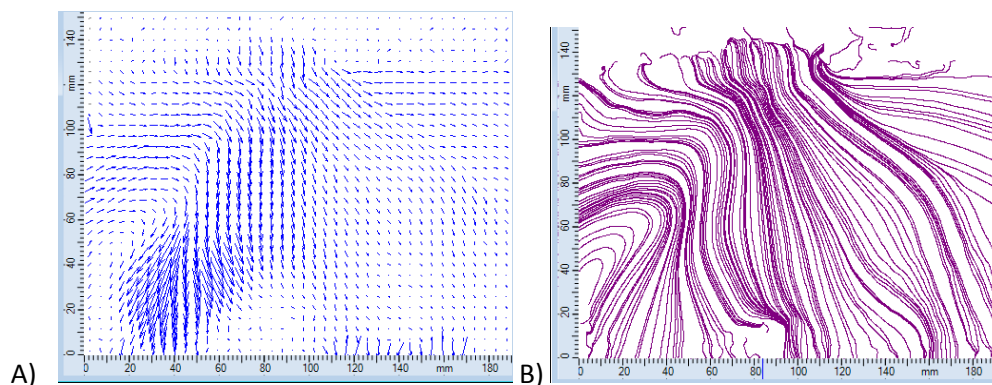
svírají úhel 120° . Dvojité trysky bylo dosaženo při 22kV, při dalším zvyšování napětí se výtrysk roztrojí a dále zanikne. Krátce po zániku výtrysku byl pozorován průraz.

Přínos působení sekundárního proudění na pohyb vláken je patrný při provedené analýze vektorových map a následným zpracování proudnicemi.



Obr. 91 Pohyb částic glycerinu při 10kV, vzdálenost elektrod hrot – hrot 120mm, záznam z kamery, zpracování rychlosti pohybu částic vektorovou mapou, převedení vektorů rychlosti na skalární mapu.

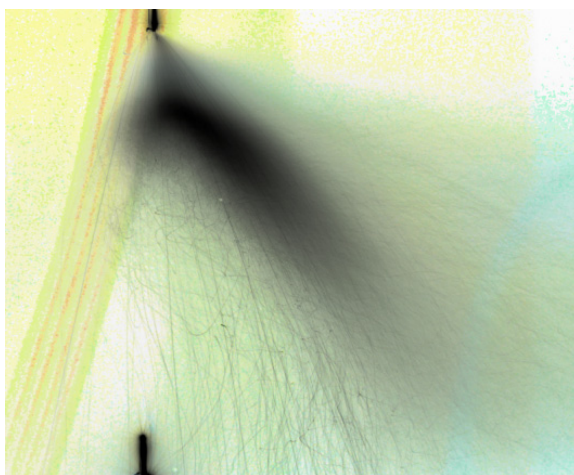
Rychlost pohybu částic byla měřena v okolí kolektoru (obr. 91). Při tomto měření se jednalo o sledování poklesu dopadové rychlosti vlivem sekundárního proudění. Zatímco u etanolu došlo pouze ke změně geometrie spreje, u glycerinu rychlost poklesla téměř o řád z původních 2,4m/s na 1,8m/s. Takový pokles rychlosti lze odůvodnit rozštěpením, vychýlením trysky a vznikem velmi jemných kapek (jednotky mikrometrů). Při vychýlení trysky na 60° do osy elektrod jsou částice velmi vzdálené sběrači a ztrácejí rychlost, která je jim udělena odpudivou silou elektrického pole a dopadají na sběrač díky působení gravitační síly.



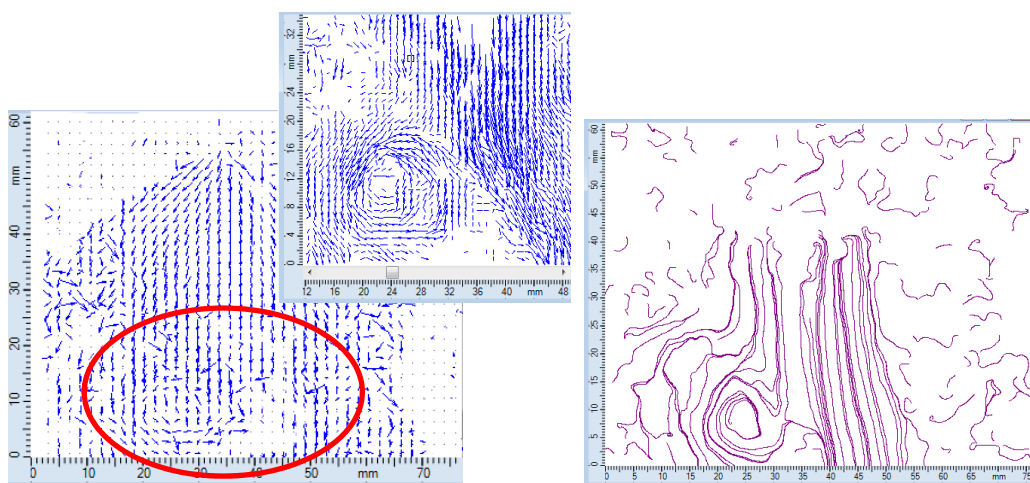
Obr. 92 Pohyb částic glycerinu A) vektorová mapa rychlostí pohybu kapek, B) situace pohybu kapek vyjádřená proudnicemi po odečtení vlivu sekundárního proudění

Analýze byla podrobena statistická vektorová mapa pohybu částic glycerinu při napětí 10kV a vzdálenosti elektrod 110mm. Druhou vektorovou mapou byly zpracované výsledky pohybu sytících částic olivového oleje v elektrostatickém poli při stejné konfiguraci elektrod, tj. hrot-hrot, a napětí 10kV. Obě vektorové mapy byly odečteny a výsledné vektorové pole zobrazené proudnicemi. V případě chování glycerinu je změna patrná již v chování stabilního výtrysku, které je po odečtení sekundárního proudění vystředováno. Negativní vliv sekundárního proudění se projeví i v chování částic v oblasti sběrače (obr. 92).

Vliv převažujícího sekundárního proudění je viditelný při zvlákňování roztoků nepolárních kapalin. Příkladem byl vybrán 10% roztok e-kaprolaktonu ve chloroformu. Tento roztok vytváří velmi dlouhý stabilní výtrysk, až 5cm, který snadno přechází v lemový mód, jak je vidět na obrázku 93. Výsledkem zvlákňování jsou velmi jemná vlákna, (150 – 200)nm, málo rozpustná ve vodě, vhodná pro biologické aplikace. Problémem pro průmyslové využití je právě odchýlení vláken od sběrače a jejich náhodné usazování na okolních stěnách zvlákňovacího boxu. Měření metodou PIV odhalilo vírové struktury v oblasti sběrače, které zamezují usazení vláken. Rychlost vláken v této oblasti dosahuje maximálně 0,5m/s, proto jsou vlákna zřejmě ovlivněna sekundárním prouděním. Vliv sekundárního proudění pak převažuje zejména při konfiguraci elektrod se stejně velkým povrchem, např. v uspořádání hrot – hrot. V extrémním případě velmi jemných vláken jsou vlákna zcela odnesena ze sběrače a usazena na okolních předmětech.



Obr. 93 Zvlákňování roztoku 10% e-kaprolaktonu ve chloroformu



Obr. 94 Vírové struktury proudění v okolí sběrače.

Možným řešením problému může být změna poměru velikostí elektrod. Jak již bylo popsáno v předcházející kapitole, vizualizace sekundárního proudění metodou PIV při různých konfiguracích elektrod přinesla zajímavé výsledky při poměru ploch velikostí více jak 1:10. Při tomto poměru dochází k rozdrobení předtím kompaktního sekundárního proudu a tím i snížení střední rychlosti proudění z původní hodnoty 1,05 m/s až na 0,55 m/s.

9. ZÁVĚR

Cílem disertační práce bylo experimentální studium a vizualizace elektrostatických procesů, tj. elektrostatického rozprašování a zvlákňování. Důležitou součástí výzkumu byla studie a vizualizace chování proudu pracovní kapaliny v závislosti na jejich fyzikálních vlastnostech a parametrech zařízení, tj. nastavení napětí, dávkování pracovní kapaliny a konfigurace elektrod.

Metodika navržených experimentů a postupů pro vyhodnocování elektrostatických procesů navázala na zevrubnou rešerši, zaměřenou na analýzu současných směrů řešení problematiky vizualizace, měření a vyhodnocování elektrostatických procesů.

Za účelem experimentálního studia problematiky elektrostatického rozprašování a zvlákňování bylo navrženo a sestrojeno laboratorní zařízení umožňující bezpečný optický přístup k všem fázím procesů a variabilní nastavení elektrod, přívodního napětí a dávkování pracovní kapaliny.

Současně s laboratorním zařízením byl vytvořen model v programu QuickFieldTM simulující průběh intenzity elektrického pole v závislosti na uspořádání a geometrii elektrod laboratorního zařízení, který poskytl data pro teoretický popis některých aspektů elektrostatického procesu.

Na základě analýzy vlastností a parametrů dostupné měřicí techniky byly pro studium elektrostatických procesů zvoleny tři základní měřicí techniky – PIV, IPI a stínová metoda. Výsledky těchto metod byly doplněny o kvalitativní vizualizaci s využitím interferometrie a šlírové metody. Velké a systematické úsilí bylo věnováno zlepšení kvality a kontrastu kvantitativní vizualizace zkoumaných mikroobjektů. Významný posun v kvalitě vizualizace zkoumaných procesů přineslo využití fluorescence založené na použití fluorescenčních stopovacích částic. V některých případech se ukázalo velmi vhodné nasazení roztoků obarvených fluorescenčními a kontrastními barvivy.

Výše zmíněné vizualizační techniky byly dále doplněny o výsledky získané přímým pozorováním odebraných vzorků z různých oblastí mezelektrodového prostoru elektronovým mikroskopem.

Experimentální studium se soustředilo zejména na vizualizaci jednotlivých fází elektrostatických procesů a sledování rychlosti pohybu mikroobjektů, tj. kapek a vláknových struktur, v elektrostatickém poli. Současně byly prováděny experimenty umožňující kvantifikovat rozměry těchto objektů. Výsledky těchto experimentů realizovaných s několika pracovními kapalinami poskytly podklady pro zevrubnou analýzu vlivu vlastností pracovních kapalin na průběh elektrostatických procesů.

V závěru práce byl též zkoumán vzájemný vliv sekundárního proudění a elektrostatických procesů. Analýza této problematiky byla založena jak na experimentálním měření sekundárního proudění metodou PIV, tak na teoretickém odhadu sil působících na mikroobjekty, tj. sekundární proudění vs. odhad elektrostatických sil.

Výsledky této analýzy ukázaly, že působení sekundárního proudění je zanedbatelné především v případě použití polárních pracovních kapalin, ale výrazněji se může uplatnit v případě nepolárních pracovních kapalin.

Tyto závěry mohou najít uplatnění při návrhu vhodných technologií v zanášení mikroobjektů do definovaného prostoru.

V závěru lze konstatovat, že problematika elektrostatických procesů zahrnující především elektrostatické rozprašování a zvlákňování je velmi komplexním průnikem mnoha oborů a technických disciplín kladoucí vysoké nároky jak na experimentální techniku a její využití, tak na teoretické zvládnutí dané problematiky.

POUŽITÁ LITERATURA

1. A. Filatov, V. Budyka, V. Kirichenko. Electrospinning of micro and nanofibers: fundamentals and applications in separation and filtration processes. Wallingford: Begell House, 2007.
2. R. P. A. Hartman, D. J. Brunner. Electrohydrodynamic atomization in the cone-jet mode physical modeling of the liquid cone and jet. *Journal of Aerosol Sci.* 1999, Vol. 30, str.. 823 - 849.
3. A. Grigor'ev, S. O. Shiryayeva. The theoretical consideration of physical regularities of electrostatic dispersion of liquids as aerosols. *Journal of Aerosol Sci.* 1994, Sv. 25, 6, str. 1079 - 1091.
4. M. Cloupeau, B. Prunet. Electrohydrodynamic spraying functioning modes: a critical review. *Journal of Aerosol Sci.* 1994, Vol. 25, str. 1021 - 1036.
5. A. Jaworek, A. Krupa. Classification of the modes of ehd spraying. *Journal of Aerosol Sci.* 1999, Vol. 30, str. 873 - 893.
6. S. O. Shiryayeva, A. I. Grigor'ev. The semiphenomenological classification of the mode of electrostatic dispersion of liquids. *Journal of Electrostatics.* 1995, Vol. 34, str. 51 - 59.
7. R. P. A. Harman, D. J. Brunner, D. M. A. Camelot. Jet break-up in electrohydrodynamic atomization in the cone - jet mode. *Journal of Aerosol Sci.* 2000, Vol. 31, str. 65 - 95.
8. M. Cloupeau, B. Prunet-Foch. Electro hydrodynamic spraying functioning modes: a critical review. Pergamon. 1994.
9. D. R. Chen, D. Y. H. Pui, S. L. Kaufman. Electro spraying of conducting liquids for monodisperse aerosol generation in the 4nm to 1.8um diameter range. *Journal of Aerosol Sci.* 1995, Vol. 26, str. 963 - 977.
10. S. Ramakrishna, K. Fujihara. An introduction to electrostatic spinning and nanofibers. s.l. : World Scientific Publishing, 2005.
11. J. Zeleny. The role of surface instability in electrical discharges from drops of alcohol and water in air at atmospheric pressure. *Jurnal of the Franklin institute.* 1935, Sv. 219, str. 659-675.
12. G. F. Taylor. *Mathematical Physic Sci.* 1964, Sv. 280, str. 383.

-
13. X. Zhu, Q. Gao. Improvement of the electrospinnability of Polyvinyl alcohol via dialysis and complexation pretreatment.
 14. A. Jaworek, M. Lackowski, A. Krupa, T. Czech. Electrostatic interaction of free EHD jets. *Experiments in Fluids*. 2006, Vol. 40, str. 568 - 576.
 15. I. G. Harpur, A. G. Bailey, A. H. Hashish. A design method for the electrostatic atomization of liquid aerosols. *Journal Aerosol Sci.* 1996, Sv. 27, str. 987 - 996.
 16. R. Bocanegra, D. Galán. Multiple electrosprays emitted from an array of holes. *Aerosol Science*. 2006, Sv. 36, str. 1387 - 1399.
 17. V. N. Morozov, T. Y. Morozova, N. R. Kallenbach. Atomic force microscopy of structures produced by electrospraying polymer solutions. *International Journal of Mass Spectrometry*. 1998, Sv. 178, str. 143 - 159.
 18. R. P. A. Hartman, J. P. Borra, D. J. Brunner, J. C. M. Marijnissen, B. Scarlett. The evolution of electrohydrodynamic sprays produced in the cone-jet mode, a physical model. *Journal of electrostatics*. 1999, Sv. 47, str. 143-170.
 19. A. Barrero, A. M. Gañán - Calvo, J. Dávila. The role of the electrical conductivity and viscosity on the motions inside Taylor cones. *Journal of electrostatics*. 1999, Sv. 47, str. 13 - 26.
 20. S. N. Jayasinghe. Self-assembled nanostructured via electrospraying. *Physica E33*. 2006, str. 398 - 406.
 21. H. Park, K. Kim, S. Kim. Effects of a guard plate on the characteristics of an electrospray in the cone-jet mode. *Aerosol science*. 2004, Sv. 35, stránky 1295 - 1312.
 22. S. De Vrieze, C. T. Van Camp. The effect of temperature and humidity on electrospinning .
 23. O. Lastow, W. Balachandran. Numerical simulation of electrohydrodynamic (EHD) atomization. *Journal of electrostatics*. 2006, Sv. 64, str. 850 - 859.
 24. F. Yan, B. Farouk, F. Ko. Numerical modeling of an electrostatically driven liquid meniscus in the cone-jet mode. *Aerosol science*. 2003, Sv. 34, str. 99 - 116.
 25. D. H. Reneker, A. L. Yarin. Electrospinning jets and polymer nanofibers. *Polymer*. 2008, Sv. 49, stránky 2387 - 2425.
 26. FlowMap Particle Image Velocimetry Instrumentation. Tonsbaken : Dantec Dynamics, 2000.

-
27. V. Kopecký. Systematické chyby metody, PIV Kouty nad Desnou : Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava, 2001. 20. mezinárodní konference pracovníků kateder a ústavů vyučujících mechaniku tekutin a termomechaniku. stránky 97-106.
28. V. Kopecký. Laserová anemometrie v mechanice tekutin. Tribun, 2008.
29. G. H Meeten. Refraction bz spherical particles in the intermediate scattering region. Optics Communications. 1997, str. 233 - 240.
30. S. Y. Lee, Y. D. Kim. Sizing of spray particles using image processing technique. KSMW International Journal. 2004, str. 879 - 894.
31. A fluid motion estimator for schlieren image velocimetry. E. Arnaud, E. M'emin, R. Sosa, G. Artana, A. Leonardis. místo neznámé : ECCV, 2006.
32. G. S. Settles, E. B. Hackett, J. D. Miller, L. M. Weinstein. Full-scale schlieren flow visualization. Flow Visualization VII. New York : Begen House, 2001, str. 2 -13.
33. G. S. Settles. Schlieren and Shadowgraph imaging in the grat outdoors. Honolulu : Springer, 1999.
34. R. Doleček, V. Lédl, T. Vít, V. Kopecký, P. Psota, J. Václavík. Prospects of digital holographic interferometr in heat transfer measurement. Liberec : Experimental fluid mechanics, 2009, str. 25 - 33.
35. V. Lédl, T. Vít, R. Doleček, P. Psota. Digital holographic interferometry used for identification of 2D temperature field. Liberec : Experimental Fluid Mechanics, 2010.
36. B. Vonnegut, R. L. Neubauer. Production of monodisperse liquid particles by electrical atomization. Journal of colloid science. 1952, Sv. 7, str. 616-622.
37. H. Brandenberger, D. Nussli, V. Piech, F. Widmer. Monodisperse particle production: A method to prevent drop coalescence using electrostatic forces. Journal of electrostatics. 1999, Sv. 45, str. 227-238.
38. L. B. Loeb, A. F. Kip, G. G. Hudson. Pulses in negative point-to-plane corona. Physical review. 1941, Sv. 60, str. 714-722.
39. P. D. Noymer, M. Garel. Stability and atomization characteristics of electrohydrodynamic jets in the cone-jet and multi-jet modes. Journal of aerosol Sci. 2000, Sv. 31, str. 1165 - 1172.
40. R. P. Woodward. Surface tension measurements using the drop shape method. Portsmouth : First Ten Angstroms.
41. A. L. Yarin, S. Koombhongse, D. H. Reneker. Bending instability in electrospinning of nanofibers. Journal of applied physics. 2001, Sv. 89, str.3018-3026.

-
42. A. M. GananCalvo, J. Davila, A. Barrero. Current and droplet size in the electrospraying of liquids. Scaling laws. *Journal of Aerosol Sci.* 1997, Sv. 28, str. 249-275 .
43. D. Lukáš, A. Sarkar, J. Chaloupek. *Physical principles of electrospinning*. Liberec : Technická univerzita v Liberci, 2006.
44. M. A. Abbas, J. Latham. Disintegration and electrification of charged water drops falling in an electric field. *Quarterly journal of the royal meteorological society*. 1969, Sv. 95, 403, str. 63-68.
45. J. E. J. Dalley, R. S. Greenaway, Z. Ulanowski, E. Hesse, P. H. Kaye. Measurement of the charge of airborne 3-10 μ m spherical dielectric particles charged in an AC unipolar charger. *Journal of aerosol Sci.* 2005, Sv. 36, str. 1194-1209.
46. M. Cloupeau, B. Prunetfoch. Electrohydrodynamic spraying functioning modes - A critical review. *Journal of aerosol science*. 25, 1994, Sv. 6, str. 1021-1036.
47. M. Cloupeau. Recipes for use of EHD spraying in cone-jet mode and notes on corona discharge effects. *Journal of aerosol science*. 25, 1994, Sv. 6, str.1143-1157.
48. F. W. Peek. *Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering*. New York, McGraw-Hill, 1929.
49. A. Veverka. *Technika vysokých napětí*. Praha : SNTL/SVTL, 1966.
50. A. G. Bailey. The science and technology of electrostatic powder spraying, transport and coating. *Journal of electrostatics*. 1998, Sv. 45, str. 85 - 120.
52. R. C. Brown. Tutorial review: Simultaneous measurement of particle size and particle charge. *Journal of aerosol Sci.* 1997, Sv. 28, str. 1373-1391.
53. V. Dhariwal, P. G. Hall, A. K. Ray. Measurements of collection efficiency of single, charged droplets suspended in a stream of submicron particles with an electrodynamic balance. *Journal of aerosol Sci.* 1993, Sv. 24, str. 197-209.
54. W. J. Moore. *Fyzikální chemie*. Praha : SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1979.
55. A. Jaworek, K. Adamiak, A. Krupa. Deposition of aerosol particles on a charged spherical collector. *Journal of Electrostatics*. 1997, Sv. 40, 41, str. 443 - 448.
56. A. Jaworek. Electrospray droplet sources for thin film deposition. *J Mater Sci.* 2007, Sv. 42, str. 266-297.
57. M. Alonso, F. J. Alguacil. Penetration of aerosol undergoing combined electrostatic dispersion and diffusion in a cylindrical tube. 2007, Sv. 38, str. 481-493.

-
58. K. S. Robinson, R. J. Turnbull. Electrostatic spraying of liquid insulators. IEEE transaction on industry applications. 1950, Sv. 2.
59. O. Wilhelm, L. Madler, S. E. Pratsinis. Electrospray evaporation and deposition. Journal of aerosol Sci. 2003, Sv. 34, str. 815-836.
60. R. Bálek, L. Kobl. Zobrazování ultrazvukových polí v proudícím plynu z jehly. Akustické listy. 2006, Sv. 12, str. 5 - 9.
61. Bartovská, L. <http://www.vscht.cz/fch/pomucky>. [Online] 2009. [Citace: 13. 6 2011.]
62. A. M. Gañán-Calvo, J. Dávila and A. Barrero, *J. Aero. Sci.* 28, 1997, str. 249
63. L. Greenemeier, Cool Idea: Fan – free technology could put a chill on hot laptops, Scientific American, 2009
64. V. N. Ochkin: Spectroscopy of Low Temperature Plasma, Wiley 2009, ISBN: 9783527407781; Sh. Kadoa a kol.: Diagnosis of atmospheric pressure low temperature plasma and application to high efficient methane conversion, Catalysis Today 89, 2004, str. 47–55
65. M. Goldman, A. Goldman, R. S. Sigmond: The corona discharge, its properties and specific uses, Pure & Appl. Chem., Vol. 57, No. 9, pp. 1353—1362, 1985.

VLASTNÍ PUBLIKACE

1. **D. Jasikova**, M. Kotek, T. Lenc, V. Kopecky: Experimental study of full cone spray nozzle by Interferometry particle sizing technique, Recent Researches in Mechanics - Proceeding of the 2nd International Conference on Fluid Mechanics and Heat and Mass Transfer 2011(FLUIDSHEAT'11), WSEAS Corfu 2011, ISBN: 978-1-61804-020-6
2. M. Kotek, V. Kopecký, **D. Jašíková**: Recording and evaluating methods of experimental research of T-junction flow, Recent Researches in Mechanics - Proceeding of the 2nd International Conference on Fluid Mechanics and Heat and Mass Transfer 2011(FLUIDSHEAT'11), WSEAS Corfu 2011, ISBN: 978-1-61804-020-6
3. **D. Jasikova**, M. Kotek, T. Lenc, V. Kopecky: The Study of full cone spray using Interferometric particle imaging method, Experimental Fluid Mechanics 2011, Jičín 22th-25th November 2011, Technical University of Liberec, ISBN: 978-80-7372-784-0
4. J. Primas, M. Malik, **D. Jasikova**, V. Kopecky: Mathematical Description of the Force on a High Voltage Asymmetrical Capacitor, ISMOT 2011, 13th International Symposium on Microwave and Optical Technology, JUNE 20 - 23, PRAGUE, CZECH REPUBLIC, CD Book of Abstracts and Conference Proceedings
5. **D. Jašíková**, M. Kotek, T. Lenc, V. Kopecký: Experimental study of pneumatic full cone spray nozzle by IPI technique, 10th International workshop on Electronics, Control, Measurement and Signals (ECMS), June 1-3,2011, (CD proceedings) Liberec, ISBN: 978-1-61284-395-7
6. **D. Jašíková**, P. Švarc, V. Dvořák, V. Kopecký: Fluid velocity and LIF temperature measurement in a real model of heat Exchanger, Experimental Fluid Mechanics 2010, Liberec 24th-26th November 2010, Technical University of Liberec, ISBN: 978-80-7372-670-6
7. **D. Jašíková**, M. Kotek, R. Horálek, J. Horčíčka, V. Kopecký: EHD sprays as a seeding agents for PIV system measurements, ILASS – Europe 2010, 23rd Annual

-
- Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno, Czech Republic, September 2010, Tribun EU, ISBN: 978-80-7399-997-1
8. **D. Jašíková**, V. Kopecký: Evaluation of EHDA spray using Particle Tracking Velocimetry, 2nd International Conference Nanocon 2010, October 12 - 14th 2010, 2010 Tanger Ltd. Ostrava, ISBN: 978-80-87294-18-5
 9. **D. Jašíková**: Nanotechnologie na Technické univerzitě v Liberci, 24th SYMPOSIUM ON ANEMOMETRY, Holany-Litice June 2010, Institute of Hydrodynamics ASCR, v. v. i. 2010, ISBN: 978-80-87117-07-1
 10. P. Švarc, J. Unger, V. Dvořák, **D. Jašíková**: Vizualizace rychlostních polí vznikajících při nabíjení dvourozměrného modelu akumulčního zásobníku, XXIX. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, Rožnov pod Radhoštěm 2010, ISBN: 978-80-248-2244-0
 11. J. Primas, M. Malík, **D. Jašíková**, V. Kopecký: Force on a High Voltage Capacitor with Asymmetrical Electrodes, World academy of science, Engineering and technology issue 70, September 2010, ISSN: 1307-6892
 12. **Jašíková, D.**, Kopecký V.: A Visualization Technique for Mapping the Velocity of Raising Fibers Production in an Electrostatic Field, International Journal of Electrospun Nanofibers and Applications, 3 (1), 61-70, January - April 2009, ISSN: 0973-628X
 13. **Jašíková D.**, Nugroho, R., Kopecký V.: Electrospayed poly(e-caprolactone) microparticles for drug delivery application, STRUTEX 2009
 14. Kotek, M., **Jašíková, D.**, Kopecký V., Šidlof P.: Vyhodnocování nanofiltrů vizualizačními metodami, sborník konference XXIII. Sympozium o anemometrii, Holany, 2009, ISBN: 978-80-87117-06-4
 15. **Jašíková, D.**, Kopecký V.: Možnosti vizualizace procesů elektrostatického zvlákňování, 23rd Symposium on Anemometry, Litice - Holany 2009, ISBN: 978-90-97117-06-4
 16. **Jašíková, D.**, Kopecký V.: The polymer jet in electrostatic field influenced by conductivity, sborník grantu Nestandardní aplikace fyzikálních polí, 2008, Liberec, ISBN: 978-80-7372-464-1

-
17. **Jašíková D.**, Kopecký V.: Effect Setup Device On Electro Sprayed POLY(ETHYLENGLYCOL) Final Particle Size Distribution , Experimental Fluid Mechanics 2009 Liberec
 18. **Jašíková, D.**, Kotek M., Kopecký V., Šidlof P.: Vyhodnocování nanofiltrů vizualizačními metodami, sborník konference NANOCON 2009, Rožnov pod Radhoštěm, ISBN: 978-80-87294-12-3
 19. **Jašíková, D.**, Kopecký V.: Particle Sizing Method Applied to the Electrostatically Formed Droplets, Strojárstvo.sk – Mechanical engineering journal, ISSN: 1335-2938
 20. Kopecký V., Kotek M., **Jašíková D.**, Hlína J., Šonský J.: Měření částic unášených plasmatem pomocí korelačních metod a metody PIV, sborník 6. Konference PTSE, 2008, Praha, ISBN: 80-86786-27-7
 21. Kotek M., **Jašíková, D.**, Kopecký V.: Sledování proudu plasmay metodami vizualizace a modifikovaným PIV systémem, sborník grantu Nestandardní aplikace fyzikálních polí, 2008, Liberec, pp. 79-82, ISBN: 978-80-7372-464-1
 22. **Jašíková, D.**, Kopecký V.: Influence of polymer conductivity on the jet process in electrostatic field - feasibility study using PIV method, 12th International Conference on developments in Machinery Design and Control, Nowogrod 2008, ISBN: 978-83-87982-08-9
 23. **Jašíková, D.**, Kopecký V.: The polymer jet in electrostatic field influenced by conductivity, 15th International Conference Structure and Structural Mechanics of Textiles, December 2008, TU Liberec, Czech Republic, STRUTEX 2008, ISBN: 978-80-7372-418-4
 24. Kopecký V., Kotek M., Pírková L., **Jašíková D.**, Trávníček Z., Hlína J.: Experimentální studium časového vývoje pulzačních proudění klasickým PIV, sborník konference 21th Symposium on anemometry, Holany, str. 81 - 88, 2007, ISBN: 978-80-87117-01-9
 25. **Jašíková, D.**, Kopecký V.: Feasibility study of PIV method application on electrospraying, ECMS 2007, Doctoral School - 8th International workshop on Electronics, Control - Modelling, Measurement and Signals 2007, May 21-23, 2007 Liberec, Czech Republic, ISBN: 978-80-7372-218-0

PŘÍLOHY

Tabulka 1 Základní vlastnosti roztoků

(20 °C)	Měrná vodivost [$\mu\text{S}/\text{cm}$]	Dielektrická konstanta []	Hustota [g/cm^3]	Viskozita [$\text{mPa}\cdot\text{s}$]	Povrchové napětí [N/m]
Glycerin	3	42,5	1,26	1,48	0,0625
Etanol	0,0013	16,2	0,789	1,20	0,0225
Voda	72	80,3	0,998	1,00	0,0727
Cyklohexan	0,00028		0,960	0,058	0,0335
Roztok PVA	0,02	„2,8“		0,800	0,072
Hexane	1E^{-11}	1,9	0,695	0,0362	0,0184
Pva 4%	308E^{-6}		0,998		0,0464

Tabulka 2 Modifikace charakteristických vlastností pracovní kapaliny

	Povrchové napětí [mN/m]	Měrná vodivost [$\mu\text{S}/\text{cm}$]
Glycerin	64	3
+ 0,1% ethanol objemu	57	3
+ 0,2% ethanol objemu	43	3
+ 0,3% ethanol objemu	35	3
+ 0,2% NaCl objemu	67,5	26
+ 0,6% NaCl objemu	67,5	41
+ 0,8% NaCl objemu	67,5	100

Tabulka 3 Charakteristika olivového olej použitého pro tvorbu stopovacích částic

	Dielektrická konstanta	Dynamická viskozita [10^{-3}]	Vodivost	Hustota	Povrchové napětí
Olivový olej	3,1	0,081	0	0,915	32

Tabulka 4 Příklad přehledu maximálních velikostí rozostření pro danou velikost částic pro různé pracovní vzdálenosti

	$z = 220\text{mm}$	$z = 250\text{mm}$	$z = 300\text{mm}$	$z = 400\text{mm}$
<i>Maximální velikost částice</i>	<i>Maximální velikost kruhu</i>			
<i>[mikrometry]</i>	<i>[pixely]</i>			
50	44	38	32	24
75	66	58	48	36
100	87	77	64	48
125	109	96	80	60